



Transistors à nanotube de carbone unique : propriétés dynamiques et détection d'électrons uniques

Julien Chaste

► To cite this version:

Julien Chaste. Transistors à nanotube de carbone unique : propriétés dynamiques et détection d'électrons uniques. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. Français. NNT : . tel-00420915

HAL Id: tel-00420915

<https://theses.hal.science/tel-00420915>

Submitted on 30 Sep 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE de DOCTORAT de l' UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité : Physique de la matière condensée

Présentée par

Julien Chaste

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

**Transistors à nanotube de carbone unique :
propriétés dynamiques et résolution d'électrons uniques**

Soutenue le 20/03/2009

devant le jury composée de

M. William Sachs President (Paris 6)
M. Marc Sanquer Rapporteur (INAC)
M. Stephane Roche Rapporteur (CEA Grenoble)
M. Vincent Derycke Examineur (CEA Saclay)
M. Dominique Mailly Examineur (LPN Marcoussis)
M. Bernard Plaçais Directeur de thèse (LPA-ENS)

Table des matières

1	Détection d'électrons uniques et transport quantique dynamique	5
1.1	La détection d'électrons uniques	6
1.1.1	Position du problème	7
1.1.2	Les transistors à électron unique : SET et RF-SET	10
1.1.3	Les transistors à contact ponctuel quantique : QPC-FET	12
1.1.4	Les transistors à nanotube unique : NT-FET	13
1.1.5	Quelques démonstrations de détection d'électrons uniques	16
1.2	Propriétés électroniques des nanotubes de carbone	16
1.2.1	Structure de bandes	16
1.2.2	Densité d'états	18
1.3	Transport électronique basse fréquence dans les nanotubes de carbone	19
1.3.1	Régime balistique	20
1.3.2	Régime diffusif	21
1.3.3	Bruit électronique dans les nanotubes de carbone	21
1.4	Transport quantique dynamique	24
1.4.1	Capacité mésoscopique	25
1.4.2	Inductance mésoscopique	26
1.4.3	Dynamique de conducteurs mésoscopiques élémentaires	27
2	Le transistor à nanotube de carbone	30
2.1	Revue des expériences	31
2.1.1	Les différentes géométries	32
2.1.2	Propriétés statiques : transconductance et capacité grille	35
2.1.3	Propriétés dynamiques : fréquences de coupure et bruit	37
2.2	Revue des modèles	40
2.2.1	Le nanotransistor balistique	41
2.2.2	Le nanotransistor diffusif	43
2.2.3	Simulations numériques	43
2.3	Modèle de transistor mésoscopique	45
2.3.1	Réseau d'admittances	45
2.3.2	Inductance mésoscopique et temps de transit	47
2.3.3	Cas du transistor à nanotube unique	51
3	Les principes expérimentaux	53
3.1	Nano-Fabrication	54
3.1.1	La croissance CVD	54
3.1.2	Du nanotube au transistor	58
3.2	Techniques microondes	62

3.2.1	La propagation d'une onde dans une ligne coaxiale	63
3.2.2	Les paramètres de diffusion	64
3.2.3	Transmission d'un transistor	67
3.3	Dispositif de mesure RF sous pointes	69
3.3.1	Les mesures en continu	70
3.3.2	La mesures RF	70
3.4	La chaîne de mesure RF cryogénique	70
3.4.1	La chaîne de mesure	70
3.4.2	Le porte échantillon	71
4	Propriétés dynamiques à température ambiante	74
4.1	Mesures en régime continu	75
4.1.1	Propriétés générales	75
4.1.2	Comparaison entre grilles recouvrante, latérale et arrière	76
4.1.3	Conductance, transconductance et gain en tension	77
4.2	Mesures haute fréquence	78
4.2.1	Propriétés générales	78
4.2.2	Transistors à grille longue	82
4.2.3	Transistors à grille courte	84
4.2.4	Synopsis des données mesurées	84
4.3	Transconductance : comparaison aux modèles	85
4.4	Fréquence de transit	86
5	Bruit de grenaille et résolution en détection de charge	87
5.1	Mesures en régime continu	88
5.2	Transmission haute fréquence	91
5.2.1	Calibration des mesures RF	91
5.2.2	Mesures de transconductance à 4K	97
5.3	Bruit haute fréquence	98
5.3.1	Bruit de grenaille en mode actif	101
5.3.2	Saturation du bruit de grenaille en mode ouvert	103
5.4	Sensibilité en détection de charge	104
A	Le bruit d'une résistance polarisée	108
B	Cas circuit symétrique Double barrière	110
B.0.1	L'admittance A_{21}	113
B.0.2	L'admittance A_{23}	114
C	Annexe : Compléments de mesures des chapitres 4 et 5	116

Introduction

Mon travail de thèse a porté sur l'étude des propriétés dynamiques des nanotransistors à effet de champ à nanotube de carbone unique, ou NT-FET, et leur application pour la détection de charges pulsées. Ces nano-transistors qui ont des fréquences de transit intrinsèques élevées, de l'ordre de la centaine de GHz, sont des bons candidats pour réaliser des détecteurs d'électrons uniques nanoseconde. Une fois ses performances démontrées un tel détecteur devrait permettre d'étendre le champ d'investigation des expériences de transport résolues en électron, aujourd'hui limité à une fraction de microseconde, au régime de transport cohérent nanoseconde puis subnanoseconde.

Les NT-FETs sont des transistors de type métal-oxyde-semiconducteur (MOSFET). Le canal drain-source est un nanotube monoparoï de petit diamètre (1–2 nm) qui est un semi-conducteur de haute mobilité possédant un mode électronique unique quatre fois dégénéré. Le transport électronique peut être contrôlé par des nano-grilles métalliques recouvrantes, directement déposées sur les nanotubes, et isolées de ceux-ci par une fine couche d'oxyde. Ces NT-FETs constituent la miniaturisation ultime des MOSFETs, ce qui en donne un intérêt supplémentaire en temps que paradigme de nanotransistor balistique. En effet, dans ces dispositifs la densité d'états finie liée au petit nombre de modes joue un rôle crucial. Elle contrôle la transconductance qui est limitée par la conductance drain-source, la capacité de grille qui est ultimement bornée à la capacité quantique, et enfin la fréquence de transit à cause de la forte inductance cinétique du canal.

J'ai réalisé des nanotransistors de longueurs nanométriques (grilles de 100 nm à 3 μm) et d'épaisseurs d'oxyde (AlO_x) 2–6 nm. Ce sont des dispositifs haute fréquence construits avec une géométrie coplanaire double grille sur substrat isolant, technologie mise au point en collaboration avec le groupe "ANODE" de l'IEMN-Lille. J'ai démontré le fonctionnement GHz de ces nanotransistors par des mesures de transmission sous pointe à température ambiante. De ces mesures on peut extraire les valeurs de transconductance et de la capacité de grille-nanotube. J'ai obtenu des valeurs de transconductance RF, d'une dizaine de micro-Siemens, au niveau de l'art des mesures en continu. Des valeurs de transconductance et de capacité de grille j'ai déduit la fréquence de transit intrinsèque qui dépasse les 50 GHz dans les transistors courts. Ce chiffre reste un facteur deux en deçà de la limite attendue pour des nanotransistors balistiques. Les résultats précédents ont été publiés dans la revue *Nano Letters* [1]. De la mobilité électronique déduites des mêmes mesures réalisées sur des transistors longs, j'ai montré que l'écart au comportement balistique observé sur les nanotubes courts pouvait s'expliquer par des effets diffusifs résiduels.

J'ai proposé un modèle heuristique de nanotransistor balistique, basé sur la théorie de diffusion électronique de Christen et Büttiker, qui permet de calculer, pour une transmission électronique arbitraire, le temps de transit drain-source en régime linéaire en fonction du couplage électrostatique de la grille au nanotube. Nous retrouvons une dynamique contrôlée, à faible écrantage, par l'inductance cinétique du nanotube et, à fort écrantage, par le temps de vol. Le premier cas correspond à une dynamique de type plasmons et le second de type quasiparticules. Nous donnons une formule analytique pour les régimes intermédiaires, pertinents pour la description des nano-transistors à grille recouvrante. Nous montrons qu'aux valeurs d'écrantage et de transmission de nos dispositifs, le temps de transit est bien limité par le temps de vol comme observé expérimentalement.

J'ai réalisé un montage cryogénique permettant de mesurer la transmission et le bruit de ces nanotransistors dans une large bande de fréquence couvrant la gamme 0.1–1 GHz et avec une bonne résolution (température de bruit $T_N = 4$ K sous impédance $Z_0 = 200 \Omega$). J'ai confirmé les propriétés de gain des NT-FETs à basse température et montré que leur résolution en détecteur de charge est bien limitée par le bruit de grenaille à une valeur 10–

$20 \mu\text{e}/\sqrt{\text{Hz}}$, proche des limites théoriques. Cette valeur est par ailleurs compatible avec la détection nanoseconde d'électrons uniques qui reste cependant à démontrer. La large bande passante, conjuguée à la haute fréquence des mesures de bruit, m'ont permis de mesurer le bruit grenaille à haute énergie jusqu'à $eV_{ds} = 1 \text{ eV}$ et ainsi mettre en évidence la saturation du bruit de grenaille. Cette saturation, qui se produit pour des tensions inférieures aux tensions de saturation du courant drain-source, est généralement associée à l'énergie de barrière tunnel. J'ai aussi observé ce phénomène en l'absence barrière, quand le transistor est en mode ouvert. L'interprétation proposée est un effet inélastique lié à l'émission de phonons optiques, qui devient effectif pour des tensions à $\gtrsim 200 \text{ mV}$.

Le manuscrit est organisé en cinq chapitres. Le premier chapitre est une introduction aux expériences de transport quantique résolues en électrons et aux différents type des détecteurs utilisés dans la littérature que sont les transistors à blocage de Coulomb (SETs) et les transistors à contact ponctuel quantique (QPC-FETs). Une courte introduction aux transistors à nanotube est présentée. Les propriétés électroniques des nanotubes de carbone sont introduites en mettant l'accent sur les propriétés de transport. Puis les concepts fondamentaux du transport continu et du bruit dans les conducteurs quantiques sont rappelés. La dernière section porte sur les propriétés dynamiques du transport quantique et en particulier les effets de capacité quantique et d'inductance cinétique.

Le chapitre deux est une introduction aux transistors à nanotube de carbone. La première partie est une revue des différentes géométries, des propriétés de transport continu et haute fréquences tirées de la littérature. La deuxième partie est une revue non-exhaustive des principaux modèles en rapport avec nos expériences. La troisième partie est une contribution théorique originale visant à modéliser le comportement dynamique des nanotransistors balistiques. Notre modèle, qui s'appuie sur la théorie de diffusion électronique à basse fréquence de Christen et Büttiker [2], est une adaptation aux cas des nanofils quantiques d'un modèle initialement proposé par Gabelli *et al.* [3] pour rendre compte de l'admittance des barre de Hall en régime d'effet Hall quantique.

Le chapitre trois décrit les principes expérimentaux, depuis la croissance des nanotubes jusqu'aux mesures de bruit cryogéniques en passant par la nanofabrication des transistors, le montage permettant les mesures RF sous pointe à température ambiante et la réalisation de la chaîne de mesure cryogénique.

Le chapitre quatre est dédié aux mesures préliminaires sur les dispositifs de première génération ainsi qu'aux propriétés dynamiques à température ambiante des transistors optimisés. Les mesures de transconductance et de capacité de grille sont présentées.

Le chapitre cinq présente les mesures de transport continu, radio fréquence et de bruit à basse température. La méthode de calibration, amplitude et phase, des mesures est détaillée. Les mesures de transconductance sont présentées. Une étude approfondie du bruit de grenaille à basse et haute énergie est proposée. La mise en évidence de la saturation du bruit de grenaille, qui à notre connaissance est une première, est présentée.

Le manuscrit se termine par une conclusion reprenant les principaux résultats de cette thèse et dégagant quelques perspectives à ce travail.

Chapitre 1

Détection d'électrons uniques et transport quantique dynamique

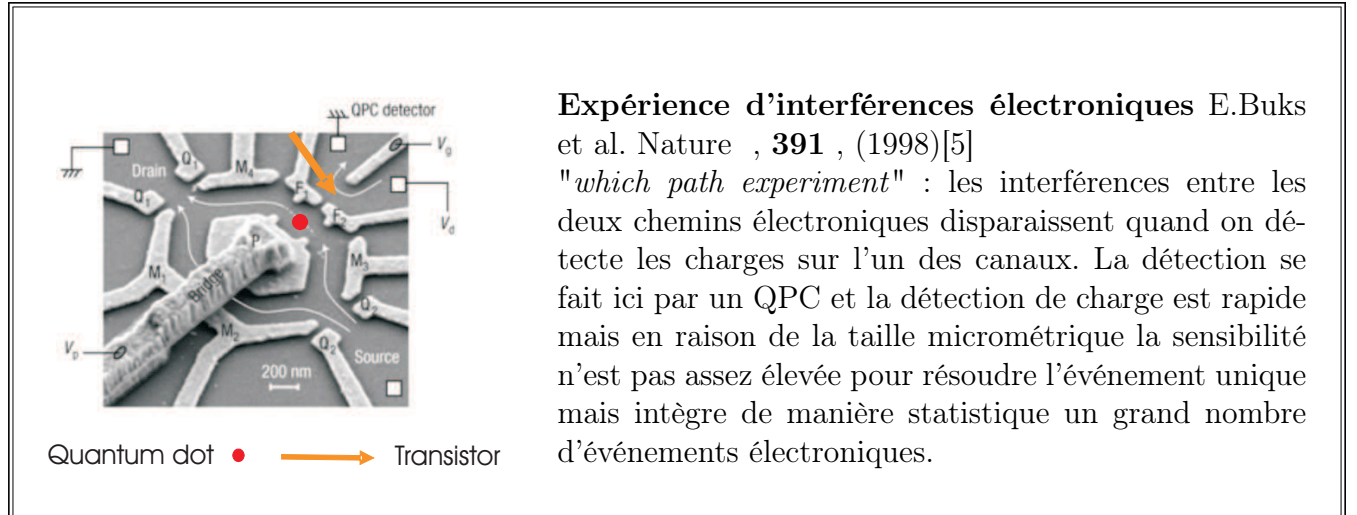
Ces dernières années, le domaine de la physique mésoscopique a révélé de nombreuses analogies entre le transport électronique cohérent et l'optique quantique. Ceci a été rendu possible par le contrôle de la fabrication de conducteurs quantiques balistiques comme les gaz bidimensionnels d'électrons (2DEGs) ou les nanotubes de carbone (NTs) et par l'accès aux très basses températures. Les effets d'interférences de l'optique classique ont pu être mis en évidence dans des expériences de fentes d'Young [4, 5, 6] ou avec des interféromètres de type Mach-Zehnder [7, 8]. Ces derniers reposent sur la réalisation de contacts ponctuels quantiques (QPC), analogues électroniques des lames semi-réfléchissantes en optique. Les QPC sont de véritables barrières tunnel ajustables permettant le contrôle du nombre de modes transmis et de leur transmission (D). Ces propriétés ont été mises en évidence par la quantification de la conductance en unités de $G_0 = e^2/h$ [9, 10].

L'optique quantique électronique commence réellement avec l'observation du bruit de partition et de sa dépendance en transmission dans les QPCs [11, 12] et plus récemment dans les Fabry-Pérots à nanotube de carbone [13]. Ces expériences révèlent l'aspect probabiliste du transport quantique. Les expériences de type Hanbury-Brown et Twiss avec des particules uniques sont les développements récents de l'optique quantique. Elles permettent de mettre directement en évidence les effets de la statistique d'échange liés à l'indiscernabilité des particules, et leurs éventuelles modifications par les interactions dans le cas des électrons. Par la suite, nous expliquerons pourquoi elles nécessitent une résolution temporelle à l'échelle du temps de cohérence, $\lesssim \hbar/kT$ qui est de l'ordre de la subnanoseconde à basse température. Des expériences de ce type sont en cours d'élaboration au laboratoire dans les 2DEGs [14, 15]. Une étape importante a été la réalisation d'une source d'électron unique utilisant une boîte quantique commandée par des pulses subnanosecondes. A cette échelle temporelle, l'électronique standard réalise la détection en temps réel des charges mais avec une résolution limitée à une centaine d'électrons par le bruit des préamplificateurs. Il y a donc un besoin de détecteurs rapides plus sensibles pour améliorer la résolution de ces expériences et idéalement pouvoir atteindre une détection électronique monocoup. L'objet de cette thèse est de promouvoir l'intérêt des transistors à nanotube de carbone pour cette physique électronique résolue en temps, et au-delà, pour une physique électronique cohérente.

Dans une première partie nous introduirons l'état actuel de la physique dans le domaine de la détection de charges résolue en temps ainsi que les principes de détection en montrant l'intérêt des nanotubes de carbone. Ensuite, nous rappellerons la structure de bande électronique des nanotubes de carbone pour introduire par la suite les thèmes importants de la physique du transport quantique tels que la quantification de la conductance et le bruit électronique. Enfin nous introduirons les différents aspects de la dynamique du transport quantique dans de tels systèmes. Ces aspects dynamiques du transport quantique ont été discutés dans les années 90 mais mis en évidence expérimentalement seulement récemment dans les 2DEGs. Nous nous attarderons sur l'importance des notions de capacité quantique, de résistance de relaxation de charge et d'inductance cinétique en prenant pour exemple les nanotubes de carbone.

1.1 La détection d'électrons uniques

C'est bien entendu un enjeu important en physique mésoscopique de pouvoir résoudre le courant circulant dans les conducteurs quantiques à l'échelle de l'électron unique. Pour réaliser cet objectif il faut des détecteurs combinant sensibilité et vitesse. On connaît des électromètres sensibles à l'électron unique existant qui fonctionnent en continu. Le problème



TAB. 1.1 – Expérience d’interférences électroniques dans un gaz bi-dimensionnel électronique

de résolution apparaît avec la bande passante et la puissance du bruit électronique qui lui est proportionnel. Pour une bande GHz on estime la résolution atteinte par une technique d’amplification classique à la centaine d’électrons. Pour les gammes de fréquences intermédiaires, des progrès importants ont été réalisés récemment avec l’utilisation des transistors à un électrons (SETs) basés sur le principe du blocage de Coulomb. Un autre voie explorée est celle des nano-transistors avec les transistors à contact ponctuel quantique (QPC-FET). Nous étudions dans ce travail la voie des nano transistors à nanotube de carbone (NT-FET). La démonstration de l’efficacité de cette solution sera développée tout au long du manuscrit.

1.1.1 Position du problème

Les temps de cohérence

Le transport des électrons cohérents dans les gaz bidimensionnels est souvent observé dans la limite de l’effet hall quantique (EHQ), dans un régime où le transport électronique a lieu sur des canaux de bords quasiment unidimensionnels. Les températures expérimentales sont de l’ordre de 10 à 100mK. Cette énergie thermique, combinée avec les relations d’incertitude d’Heisenberg, définit un temps thermique qui peut donner une limite supérieure à la résolution sur la mesure du temps de cohérence du système $\tau \lesssim \frac{\hbar}{k_b T} \sim 0.1\text{--}1\text{ ns}$.

Dans les 2DEGs, la vitesse des électrons étant établie à environ $10^5 m.s^{-1}$ on obtient des longueurs de cohérence de l’ordre de 10 à $100\mu m$. Ces longueurs de cohérence ont pu être mesurées récemment en comparant la visibilité en température d’interféromètres Mach-Zehnder de dimensions différentes en référence [8]; elles vérifient la loi empirique $L_\phi.T \approx 0.4 (\mu m.K)$, ce qui correspond à $L_\phi = 20 \mu m$ (pour un nombre de canaux de conduction égale à 2) à 20 mK. Cette valeur est comparable aux chiffres tirés des lois d’incertitudes. Même si la géométrie du Mach-Zehnder permet de s’affranchir des effets thermiques, le bon couplage à un environnement électronique lui-même soumis au brouillage thermique conduit à des temps de cohérence finalement limités par la température.

Pour les nanotubes de carbone la physique est sensiblement différente puisque, et nous allons le voir en détail par la suite, les températures expérimentales sont souvent de l’ordre du Kelvin, voir la dizaine de Kelvin ce qui limite les temps de cohérence à 1 à 10 ps. Ces temps rendent évidemment difficiles les expériences résolues en temps en régime cohérent. Pour

autant on peut voir des manifestations de la cohérence quantique des nanotubes à 1K, par exemple dans l'observation d'un régime Fabry-Pérot [13] qui suppose un transport balistique cohérent entre 2 barrières localisés aux deux contacts. L'avantage des nanotubes de carbone est la vitesse de Fermi des électrons qui est de l'ordre de 10^6 m.s⁻¹, ce qui amène des longueurs de cohérence de 1 à 10 μ m. Il est donc parfaitement envisageable d'implémenter des expériences d'électrons cohérents en combinant des nanotubes de carbones.

Les sources d'électrons uniques et la résolution en temps

Les expériences d'optique électronique quantique peuvent se faire avec différents types de sources. Les contacts polarisés en tension constituent des sources naturelles pour lesquelles l'émission électronique est non bruyante mais reste spontanée. Récemment, il a été montré au Laboratoire la possibilité d'injecter de manière contrôlée en temps et en énergie des paquets d'onde mono-électroniques dans des canaux de bord [14]. Ces expériences n'ont pas encore été reproduites dans les nanotubes de carbone. La détection monocoup résolue en temps est nécessaire pour l'étude du transport cohérent avec des sources naturelles. Pour les sources commandées, une détection classique peut suffire, puisque la résolution temporelle est assurée par les sources, mais le gain en sensibilité apporté par les détecteurs monocoup est de nature à améliorer considérablement la statistique de mesure.

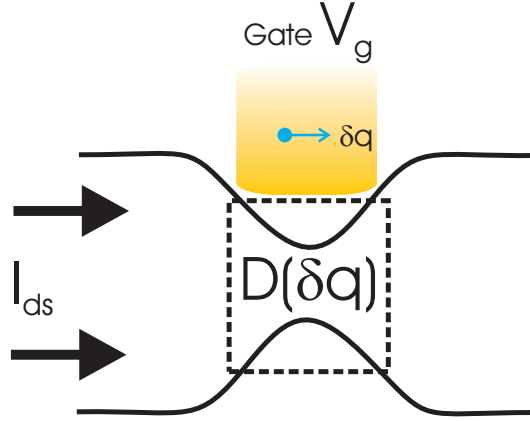
Idéalement le capteur monocoup pourra détecter l'électron au vol, par couplage capacitif par exemple. Pour atteindre le régime cohérent, les dimensions doivent rester inférieures à la longueur de cohérence de phase ($\simeq qqs10$ μ m à 10 mK dans les 2DEGs) ce qui correspond une résolution temporelle subnanoseconde pour des vitesses de Fermi $v_F \sim 10^5$ m/s. On peut envisager une situation moins exigeante pour la mesure dans laquelle les électrons sont capturés dans des boîtes quantiques où ils résident un temps suffisant pour pouvoir être détectés avec une bonne résolution. C'est le cas de la plupart des expériences résolues en temps réalisées à ce jour comme on le verra par la suite.

Sensibilité de charge

Le principe de détection monoélectronique peut être différent dans le détail mais à l'heure actuelle le système de détection le plus utilisé reste qualitativement le même quelque soit le système étudié, c'est celui du transistor à effet de champ. Pour ce système, on détecte des différences de charges sur le même composant du transistor : la grille.

Pour le transistor à effet de champ, il fut imaginé dans les années 20 par Lilienfield, l'idée est repris théoriquement par Shockley en 1945 mais en pratique, c'est seulement en 1959 avec le travail de J. Attala et al., que ce dernier apparaît. Il occupe maintenant une place prédominante dans l'électronique actuelle et en particulier pour la détection de charge. Une description générique du transistor peut permettre de mieux comprendre son fonctionnement.

Le transistor à effet de champ est constitué d'un canal et d'une grille. Le canal est constitué d'une partie centrale connectée à deux contacts externes. La grille, qui constitue un troisième contact, est couplée de manière capacitive à la région centrale du canal.



Tous les transistors qui seront présentés par la suite sont des systèmes où le courant du canal, est modulée par la charge, δq , sur la grille. Le courant dans le canal peut alors s'écrire

$$I_{ds}(q) = I_{ds}(0) + \frac{\partial I_{ds}}{\partial q} \delta q \quad (1.1)$$

On peut alors définir le signal S de notre système comme

$$S = \frac{\partial I_{ds}}{\partial q} = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_g} \frac{\partial V_g}{\partial q} = \frac{g_m}{C_g} \quad (1.2)$$

Le signal S est directement proportionnel à la transconductance $g_m = \partial I_{ds} / \partial V_g$ et est inversement proportionnelle à la capacité de grille.

Ce signal est à comparer avec le bruit du courant mesuré à la sortie de notre système c'est à dire la somme de tous les bruits, non seulement du système étudié, mais aussi des composants de la chaîne de mesure, par exemple le bruit supplémentaire d'une chaîne d'amplification. Pour plus de simplicité, on va noter W_{II} la densité spectrale du bruit. La limite de résolution du détecteur est atteinte quand le rapport du signal et du bruit vaut $S / \sqrt{W_{II}} = 1$ ce qui nous amène à définir dans le cadre de cette limite :

$$\delta q_{rms} = \frac{\sqrt{W_{II}}}{\frac{\partial I_{ds}}{\partial q}} \quad (1.3)$$

La quantité δq_{rms} (en Colomb/ \sqrt{Hz}) mesure la résolution de charge du détecteur. Ce terme peut être interprété de la manière suivante : si les fluctuations de charges à l'entrée du détecteur, sur la grille, sont inférieures à cette valeur, le signal en sortie ne sera pas suffisant pour émerger du bruit. Par contre des fluctuations de charge plus grandes seront détectables en sortie. La sensibilité $\frac{\partial I_{ds}}{\partial q}$ est homogène à une fréquence. Cette fréquence, caractéristique du transistor, mesure la rapidité avec laquelle le système réagit, c'est aussi la fréquence de coupure du transistor ω_T qui est aussi égale au rapport g_m / C_g .

Parmi l'ensemble des transistors existants, les plus sensibles aux charges sont caractérisés par une forte transconductance g_m , et une faible capacité C_g . La bonne transconductance passe par un bon couplage grille-canal obtenu par exemple avec une grille recouvrante et la faible capacité demande de diminuer la taille du dispositif à l'échelle nanométrique. On connaît deux types de transistors présentant ces caractéristiques, ce sont les transistors à électrons uniques (SET) et les nanotransistors à effet de champ comme les transistors à contact ponctuel quantique (QPC-FET) ou à nanotube de carbone (NT-FET).

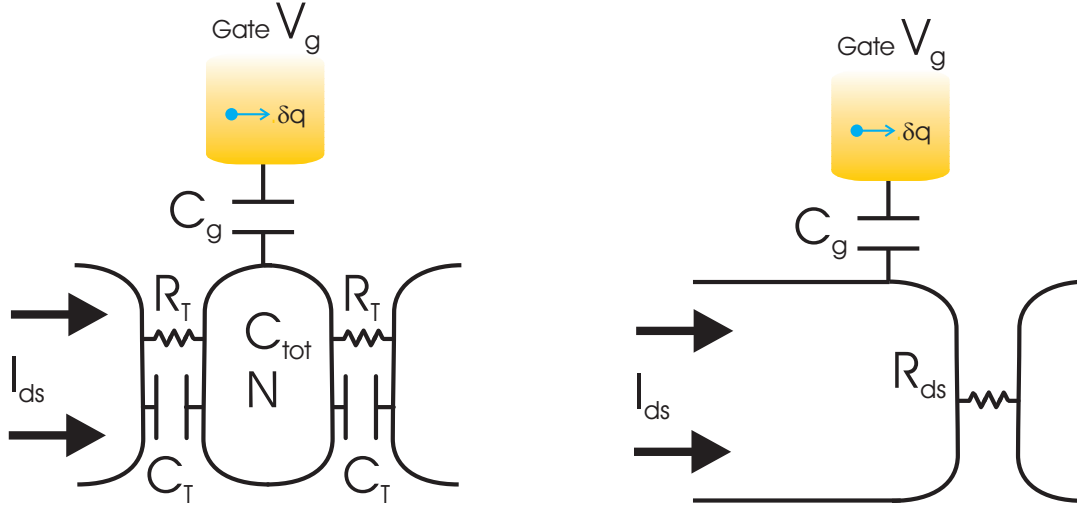


FIG. 1.1 – SET (gauche) et nano-FET(droite)

différents types de détecteurs

On présente ici les deux principaux types de détecteur envisagés jusqu'à maintenant. Les premiers (SET) disposent d'un canal métallique qui voit leur conductance modulée à basse température par l'ouverture d'une petite bande interdite, liée à l'énergie de charge de l'îlot, de l'ordre de la dizaine de la centaine de micro-eV, au niveau de Fermi. Une caractéristique importante de ces transistors est la modulation périodique du courant en fonction du nombre d'électrons dans le canal et donc de la tension grille. Les seconds (nanoFET) disposent d'un canal semiconducteur dopé. Une barrière de potentiel peut être contrôlée électrostatiquement par la grille. En général, le courant drain-source est une fonction monotone de la tension grille ; les températures et les énergies caractéristiques d'utilisation sont données par le gap semiconducteur dans la gamme de l'eV.

Les transistors à électrons uniques sont apparus dans les années 80 grâce aux progrès en nanotechnologie qui ont permis de réaliser les nano-îlots métalliques (essentiellement en Al d'où la dénomination AL-FET). Une nouvelle impulsion est apparue avec l'utilisation des nanotubes de carbone qui réalisent assez naturellement des SETs (NT-SET) jusqu'à des températures $\lesssim 100$ K. Pour être complet il faut aussi signaler les importants développements récents sur les SETs obtenus par miniaturisation ultime des canaux de transistor au silicium [16]. Les efforts théoriques de modélisation ont été aussi importants et fructueux de sorte qu'aujourd'hui on est parvenu à une optimisation quasi complète des performances de ces détecteurs. C'est cette version que nous avons choisi de décrire ci-dessous. Par comparaison, et peut-être à cause du succès des SETs, les efforts visant à exploiter les performances des nano-FETs comme électromètres ont été moindres. C'est un des objectifs de cette thèse que d'évaluer les possibilités des nano-FETs à nanotube de carbone en les comparant à celles des SETs. Cette comparaison sera facilitée par la convergence des géométries des SETs et FETs à nanotube de carbone.

1.1.2 Les transistors à électron unique : SET et RF-SET

Il n'est pas question ici de faire une revue sur les SETs qui ont fait l'objet d'une intense activité théorique et expérimentale depuis les travaux pionniers de D. Averin et K.

Likharev (1986) [17] et T. Fulton et G. Dolan (1987) [18]. Le lecteur pourra se reporter aux revues en Réfs.[19, 20]. Dans leur version radio-fréquence (RF), les SETs sont aujourd'hui des détecteurs de charge largement optimisés. L'objectif de ce paragraphe est de présenter les performances de ces versions optimisées. Il se trouve que les meilleures performances sont obtenues aujourd'hui avec des RF-SETs à nanotube de carbone uniques (NT-SETs)[21] qui sont des dispositifs de géométrie très proche de celle des transistors à nanotube de carbone (NT-FETs) étudiés dans cette thèse. La comparaison n'en sera que plus directe. La différence tient d'une part au caractère semiconducteur du FET alors que l'îlot du SET est métallique, et d'autre part au fait que les SETs sont confinés à un usage basse température.

Principe

Rappelons succinctement le principe du SET. Le dispositif, schématisé, sur la figure 1.1, page 10, est constitué d'un îlot métallique couplé à deux contacts par deux barrières tunnel de résistance R_T et de capacité C_T . Il est couplé électrostatiquement à une grille par la capacité C_g . A cause de l'épaisseur finie de l'oxyde de grille, on a en général $C_g \lesssim C_T$ de sorte que la capacité totale de l'îlot vaut $C_{tot} = 2C_T + C_g \simeq 2C_T$ et l'énergie de Coulomb vaut $\varepsilon_{CB} \equiv \hbar\omega_{CB} = e^2/2C_{tot}$ [22]. Pour fixer les idées, avec $C_{tot} \simeq 100 \text{ aF}$, on a $\varepsilon_{CB} = 800 \text{ } \mu\text{eV}$ ($T_{CB} \simeq 10\text{K}$), ce qui donne une fréquence caractéristique $\omega_{CB}/2\pi \simeq 200 \text{ GHz}$.

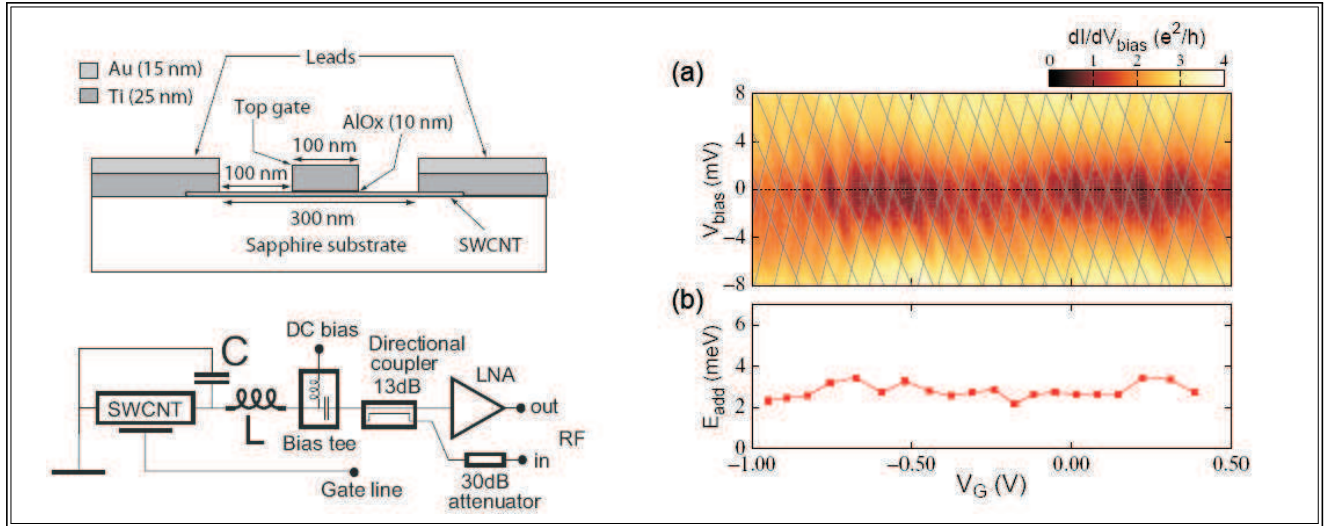
On distingue les SETs classiques, réalisés à partir d'un îlot métallique (généralement de l'aluminium), des SET quantiques pour lesquels l'îlot est aussi un point quantique avec discrétisation des niveaux. On peut utiliser pour ces derniers des semiconducteurs ou des conducteurs quantiques comme les nanotubes de carbone. Le blocage de Coulomb suppose que les charges sur l'îlot sont bien quantifiées. Ceci est réalisé à basse température ($T \ll T_{CB}$) et pour des transparences de barrière suffisamment faibles. En fait, on peut montrer qu'il existe un critère universel portant sur la résistance tunnel, qui s'écrit $R_T \gg h/\pi e^2$ [20]. Ce critère est indépendant du nombre de modes participant au transport et donc de la nature classique ou quantique de l'îlot. Dans ce régime de transport, dit d'effet tunnel séquentiel, les SETs ont une résistance drain-source relativement élevée $R_{ds} \sim 100k\Omega$.

Il existe un autre mode de fonctionnement à transmission tunnel élevée, dit d'effet tunnel cohérent ("*cotunneling*" en anglais), pour lequel le nombre de charges sur l'îlot n'est que partiellement quantifié à causes des fluctuations quantiques, qui présente une modulation périodique en charge de la transconductance. Ces dispositifs, mis en évidence pour les SETs métalliques, AL-SET [22, 23, 24], et NT-SETs [21, 25], s'avèrent être plus sensibles tout en présentant une plus large bande de fréquences de fonctionnement du fait de leur plus faible résistance ($R_{ds} \sim 10 \text{ k}\Omega$).

Les SET conventionnels sont typiquement limités aux fréquences kHz par le produit de la résistance tunnel $R_T \sim 100 \text{ k}\Omega$ et de la capacité des câbles de mesure $C \sim 1 \text{ nF}$. Pour contourner ce problème les SETs sont insérés dans un circuit résonnant LC avec des fréquences de résonance $f_0 \sim 1 \text{ GHz}$ et de facteur de qualité $Q \sim 50$ [22]. L'impédance du circuit est alors réduite d'un facteur Q^2 ; et la bande passante vaut $\Delta f_0 = f_0/Q$ de l'ordre de 20 MHz . En diminuant la résistance tunnel d'un facteur ≥ 10 en régime cohérent, il est possible d'atteindre des bandes passantes $\geq 70 \text{ MHz}$.

Résolution en charge

Pour évaluer la résolution en charge nous appuyons sur des estimations tirées sur l'étude récente des RF-SET à nanotube en régime cohérent [21]. Le dispositif expérimental, le schéma de l'échantillon et la spectroscopie tunnel du transistor sont reproduits sur la figure 1.2. Le



TAB. 1.2 – Etude du NT-SET en régime d’effet tunnel cohérent [21]

. A droite la géométrie de l’échantillon et à gauche en (a) la conductance du canal en fonction des polarisations appliqués. et en (b) l’énergie d’addition d’un électron dans la boîte du SET en fonction de la tension de grille.

transistor utilise des contacts de haute transparence et la conductance G_{ds} est proche des $4 G_0$ attendues pour un nanotube, G_{ds} est modulé périodiquement de $\sim 2G_0$ en tension de grille V_g et observé pour une polarisation $eV_{ds} \simeq \hbar\omega_{CB} \simeq 1 \text{ mV}$. $I_{ds} \simeq 2G_0V_{ds} \simeq 100 \text{ nA}$ est dix fois plus fort que pour les SET séquentiels.

On peut écrire simplement δI_{ds} la réponse en courant à une excitation RF.

$$\delta I_{ds} \simeq G_0 \cos\left(\frac{2\pi q}{e}\right) V_{ds} \quad (1.4)$$

On note que la résolution de charge est donnée par l’énergie de Coulomb $\hbar\omega_{CB} \simeq eV_{ds}$ et que le meilleur signal apparaît pour $\sin(2\pi q/e) = 1$

$$\frac{\delta I_{ds}}{\delta q} \simeq \frac{e^2}{\hbar} \cdot \frac{1}{e} \cdot \frac{\hbar\omega_{CB}}{e} \simeq \omega_{CB} \quad (1.5)$$

Si on suppose que la résolution est limitée par le bruit de grenaille (voir la section sur le bruit de ce chapitre), alors on a :

$$W_{II} = 2eI_{ds} \simeq 4e \frac{e^2}{\hbar} \frac{\hbar\omega_{CB}}{e} \simeq (2e)^2 \frac{\omega_{CB}}{2\pi} \quad (1.6)$$

On peut alors déduire l’expression de la résolution de charges d’un RF-SET à partir de l’équation (1.3)

$$\frac{\delta q_{rms}}{e} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{\omega_{CB}}} \quad (e/\sqrt{Hz}) \quad (1.7)$$

Dans la référence [21], ω_{CB} vaut approximativement 200 GHz ce qui nous donne une sensibilité optimum de $0.7 \cdot 10^{-6} e/\sqrt{Hz}$.

1.1.3 Les transistors à contact ponctuel quantique : QPC-FET

Dans les gaz bidimensionnels d’électrons, il est possible de dépléter certaines régions du gaz par simple effet électrostatique. L’application d’un potentiel sur un contact capacitif

adjacent au gaz permet effectivement de repousser les charges sous cette grille. La forme du gaz est alors parfaitement contrôlée. Pour créer un canal, des contraintes électromagnétiques peuvent repousser les charges sur des zones bien délimitées et restreindre la taille du gaz, jusqu'à atteindre la limite où seul un ou deux modes électronique passe dans le canal, ou bien encore réduire jusqu'à quelques nm ce qui empêche le passage d'électrons (0 modes). Une telle constriction s'appelle un contact quantique ponctuel (QPC) et le phénomène important est la quantification du nombre de modes du canal à travers la constriction [26].

Les gaz bidimensionnels ont une très forte mobilité de l'ordre de $3.10^6 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{s}$ [3], ce qui implique que les défauts sont peu nombreux. Par contre, pour profiter de ces mobilités, il faut se placer à des températures très basses de l'ordre de la centaine de mK, les contraintes cryogéniques sont importantes pour de tels systèmes. Par ailleurs, les vitesses électroniques sont relativement basses ($\lesssim 10^5 \text{ m.s}^{-1}$).

Le fonctionnement d'un QPC permet de détecter le déplacement des charges placées à proximité [27, 28, 29, 30]. Par exemple, il est possible d'imaginer l'ajout d'une charge à proximité du QPC, cette charge influence électrostatiquement la transmission du QPC et le courant à travers le canal et est détecté à travers la mesure du courant à travers le QPC.

Les avantages des QPC sont l'implémentation de boîtes quantiques qui permettent de démontrer la détection d'électron unique et la large bande passante, de l'ordre de 10GHz, même si elle n'est pas utilisée à cause de la faible sensibilité de ces systèmes et de la difficulté de la mesure. Pour la référence [31] (voir l'encadrée 1.3 à la page 15) le détecteur est un nano-FET fabriqué sur un 2DEGs de Ga As-GaAlAs, le gaz d'électron est à 34 nm en dessous de la surface. La structure est oxydée à l'aide d'une pointe d'AFM, structurant une boîte électronique juxtaposée à un QPC. Quand un électron passe dans la boîte, il crée un champ électrostatique additionnel qui déplète les charges sous la structure du QPC. La largeur du canal du QPC et le nombre de mode passant dans ce canal est par conséquent contrôlé par le nombre de charge dans la boîte.

1.1.4 Les transistors à nanotube unique : NT-FET

Les transistors à nanotube de carbone représentent un compromis intéressant entre les NT-SETs et les QPC-FETs. Comme dans le cas des seconds, le canal est un conducteur quantique, idéalement balistique, avec un petit nombre de modes (4 par sous bande, voir section 1.3). S'agissant d'un dispositif à effet de champ, il est intrinsèquement rapide. Son principe est différent du QPC-FET dans la mesure où le NT-FET exploite le gap semiconducteur du nanotube (voir section 1.2). Comme les NT-SETs, il doit sa sensibilité de charge à la miniaturisation nanométrique de son canal et donc de la grille et aux faibles capacités de grille associées. On peut le considérer comme la version miniaturisation ultime du MOSFET.

Résolution de charge

Dans le but de comparer les propriétés respectives des NT-FETs avec celles des NT-SETs montrées précédemment, nous anticipons un peu sur les développements théoriques du chapitre 2. Il s'agit ici d'évaluer grossièrement la sensibilité des nanotransistors à effet de champ. Pour cela on va utiliser un modèle minimal qui représente typiquement un nano-FET balistique comme indiqué sur la figure 1.1, page 10.

Le canal balistique de longueur L_g est en série avec une barrière tunnel de transmission D et couplé à la grille par une capacité de grille C_g . La grille contrôle à la fois la transmission $D(V_g)$ de la barrière et la charge $q = C_g V_g$ du canal. Si on note M le nombre de canaux de

conduction, alors le courant maximum en mode passant ($D = 1$) sera $I_{ds}^{on} = MG_0V_{ds}$ et le courant typique de fonctionnement $I_{ds} = G_{ds}V_{ds}$ ($= MDG_0V_{ds}$). On a $M = 1$ pour un QPC et $M = 4$ pour un nanotube de carbone monoparoï à polarisation pas trop élevée.

On peut introduire une fréquence caractéristique, dite fréquence de transit ω_T , correspondant au temps de charge du canal pour une variation de polarisation (drain-source ou grille). Cette propriété générale, qui caractérise la dynamique de charge d'un transistor, est en général déterminée par une théorie microscopique (voir chapitre 2). Cette définition nous permet de récrire le courant drain source sous la forme $I_{ds} = \omega_T q$. Par ailleurs, la description électrocinétique basse fréquence d'un transistor (c.f. chapitre 2) donne une écriture de la fréquence de transit sous la forme $\omega_T = g_m/C_g$ de sorte qu'on peut récrire $I_{ds} = g_m V_g$. La comparaison des deux écritures conduit à l'identité suivante, $I_{ds} = G_{ds}V_{ds} = g_m V_g$. Notons qu'ici la tension grille est mesurée par rapport à la tension de fermeture V_g^{off} du canal [$D(V_g^{off}) = 0$]. L'identité précédente permet de fixer une borne supérieure $g_m \leq G_{ds}$ atteinte en cas de couplage grille-canal idéal pour lequel il faut une variation de tension grille $V_g \simeq V_{ds}$ pour ouvrir ou fermer le canal.

Par définition, on a :

$$\frac{\delta I_{ds}}{\delta q} = \omega_T \quad (1.8)$$

Si on suppose que la résolution est limitée par le bruit de grenaille d'un nano-FET (voir la section sur le bruit de ce chapitre 1.3.3, à la page 22)

$$W_{II} = 2eI_{ds} = 2e\omega_T q \quad (1.9)$$

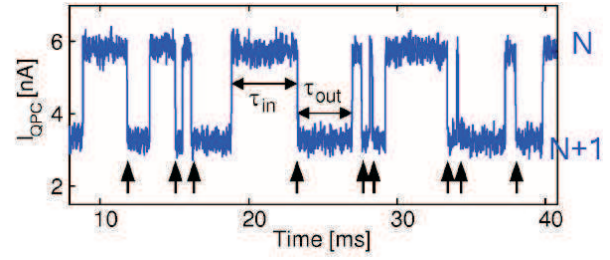
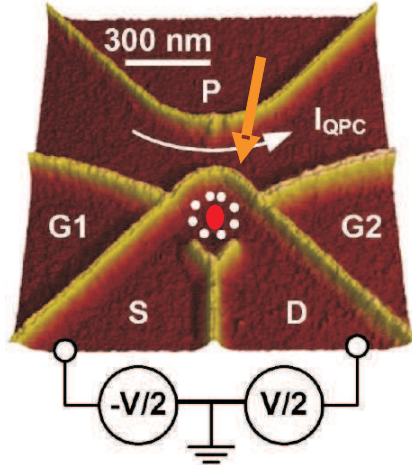
On peut alors déduire l'expression de la résolution de charges d'un FET à partir de l'équation (1.3).

$$\frac{\delta q_{rms}}{e} = 2\sqrt{\frac{1}{\omega_T} \frac{q}{2e}} \quad (e/\sqrt{Hz}) \quad (1.10)$$

Ceci montre que la résolution est entièrement déterminée par la fréquence de transit et la charge dans le canal. Comme ω_T est inversement proportionnel à la longueur de grille L_g et que q est proportionnel à L_g , la résolution est proportionnelle à L_g . Ceci traduit le fait que la sensibilité en charge d'un transistor est d'autant meilleure que la longueur du canal du transistor est plus petite.

Les équations (1.7) et (1.10), page 12, montrent qu'il est possible de définir un modèle unifié pour les 2 types de transistors qui donne une résolution qui dépend de la racine carré du nombre de charges dans le canal divisées par la fréquence caractéristique du problème. Par comparaison aux SETs, on peut remarquer que les FETs sont typiquement 10 fois moins sensibles à géométrie comparable, mais ne souffrent à priori pas des mêmes limitations d'utilisation en fréquence et en température. Dans ce qui suit nous montrons des exemples d'utilisations de RF-SETs et de nano-FETs pour la détection de charge élémentaire.

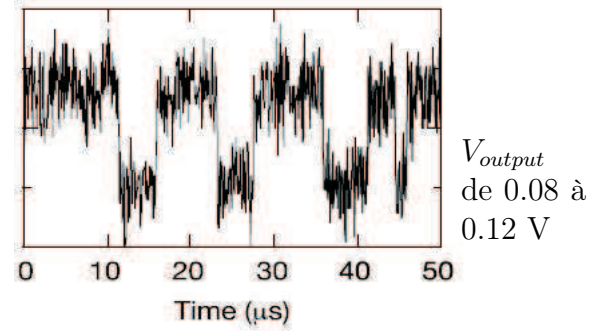
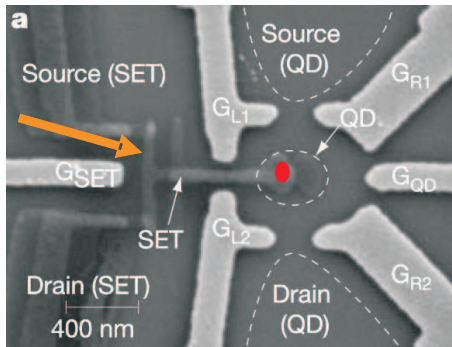
Pour fixer les idées, on peut évaluer la résolution sur l'exemple de notre transistor à nanotube du chapitre 4 qui n'est toutefois pas une version optimisée de nano-FET. Avec $L_g \simeq 300 \text{ nm}$, $C_g \simeq 20 \text{ aF}$, $g_m \simeq 10 \text{ } \mu\text{S}$, on en déduit $\omega_T = 50 \text{ GHz}$, $q/2e \simeq 30$ (pour $V_{ds} \sim V_g \sim 0.5 \text{ V}$) et, finalement, $\delta q_{rms}/e \sim 10^{-5} e/\sqrt{Hz}$. Ce type de transistor fonctionne non seulement à la nanoseconde mais bien au-delà et la sensibilité de charge envisagée est suffisante pour permettre la détection de charge unique résolue en temps.



$$V_{ds} = 125\mu V$$

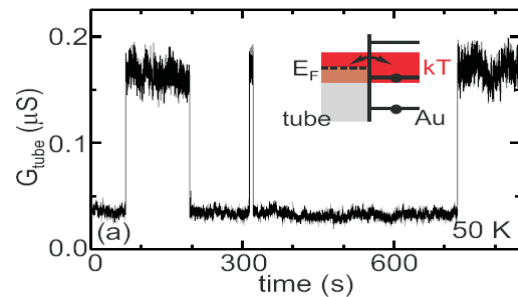
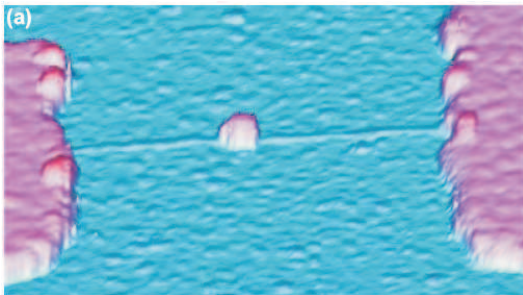
QPC-FET S. Gustavsson et al., *PRL* **96**,076605(2006) [31]

La grille du transistor est constituée d'un point quantique. Polarisé en tension, le point quantique est aussi la source d'électrons uniques, au gré des fluctuations quantifiées de charge sur le point. Pour cette exemple la propagation des électrons est ralentie afin de détecter l'électron unique mais du coup les temps de mesures sont inférieurs aux temps de cohérence du système. Ce détecteur de charge est classique pour des temps dans la fraction de milliseconde.



RF-SET W.Lu et al., *Nature* **423**, 422,(2003).[32]

Même expérience que ci-dessus avec une détection de charge assurée cette fois par un transistor à électrons uniques (SET). Ce transistor à blocage de coulomb possède une très grande sensibilité de charge. La résolution de l'électron unique est obtenue avec une résolution micro-seconde au lieu de milli-seconde dans l'expérience ci-dessus.



NT-FET A. Gruneis, et al., *Nano lett.*, **7**, 3766 (2007).[33]

Cette expérience démontre la résolution mono-électronique d'un nano-transistor à nanotube unique. La grille est constituée d'une nano-particule d'or manipulée sous AFM de manière à obtenir un contact tunnel infime avec le canal du transistor. Le courant de fuite tunnel est résolu en électrons avec une échelle de temps de l'ordre de la seconde dans cette expérience.

TAB. 1.3 – Démonstrations de détection d'électrons uniques

1.1.5 Quelques démonstrations de détection d'électrons uniques

On a représenté sur l'encadrée 1.3 trois exemples représentatifs de détections d'électrons uniques utilisant respectivement un QPC-FET, un RF-SET et un NT-FET. Dans les trois cas, il s'agit de détecter le passage, sous l'effet d'un courant de polarisation de relaxation ou de fluctuations thermiques, d'électrons un à un dans une boîte quantique, connectée à ses réservoirs par des barrières tunnel. La dynamique est donc contrôlée par la transparence de la barrière avec des constantes de temps qui varient de la micro-seconde à la centaine de secondes. Les courants correspondants vont du pico-ampère au zepto-ampère.

Dans les trois cas précédents la résolution temporelle est telle qu'on a accès au seul effet tunnel séquentiel, qui est un phénomène semi-classique pour lequel les effets de cohérence électronique sont limités à la boîte quantique et sont donc négligeables pour des longueurs supérieures à celle de la boîte. L'objectif de notre travail est d'étendre la détection d'électrons uniques au cas des électrons balistiques dans les fils quantiques, un cas où la longueur de cohérence est supérieure au micromètre. Comme il a été dit précédemment, une première étape, qui constituerait un pas considérable dans ce contexte, consiste à démontrer la résolution temporelle nanoseconde. Pour cela nous voulons utiliser une géométrie analogue à celle de l'expérience de Gruneis et al. (voir encadrée 1.3), mais avec une boîte-grille cette fois fortement couplée au canal.

En conclusion les critères essentiels pour un détecteur pouvant être appliqué à l'expérience HBT par exemple sont tout d'abord la rapidité de détection qui doit être dans la nanoseconde. Dans le cas du transistor l'efficacité de la grille sur la transmission du canal est aussi très importante car elle définit le gain du système. Ce gain doit être comparé au bruit en sortie de notre transistor pour obtenir la sensibilité de charge de notre détecteur.

1.2 Propriétés électroniques des nanotubes de carbone

Dans cette section, on rappelle brièvement les propriétés électroniques des nanotubes de carbone utilisées dans la suite de ce manuscrit. On présentera en particulier leur structure de bandes et leur densité d'états.

1.2.1 Structure de bandes

Le modèle standard pour retrouver la structure de bande des nanotubes est le modèle des liaisons fortes. On commence par décrire la structure de bandes du graphène. [34].

Le graphène : le graphène, constitué d'une feuille d'atomes de carbone, a une structure cristalline de type *nid d'abeille*. Il s'agit de la structure présentée figure 1.2, dont la maille élémentaire est générée par les vecteurs \vec{a} et \vec{b} de module a et contient 2 atomes A et B. La distance entre atomes de carbone plus proches voisins vaut $a_{cc} = 1,42 \text{ \AA}$.

La structure électronique du carbone est $1s^2 2s^2 2p^2$. Dans le graphène, le carbone est hybridé sp^2 et seules les orbitales $|p_z\rangle$ perpendiculaires à la feuille de graphène contribuent au transport électronique.

Dans le modèle des liaisons fortes, on cherche la fonction d'onde d'un état électronique du graphène sous la forme :

$$|\Psi(\vec{k})\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{I=A,B} \sum_{\vec{l}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{l}} \times C_I |p_z^{I,\vec{l}}\rangle \quad (1.11)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde de Bloch des électrons et où $|p_z^{I,\vec{l}}\rangle$ désigne l'orbitale $|p_z\rangle$ de l'atome $I = A$ ou B de la maille repérée par le vecteur \vec{l} . N est le nombre de mailles du cristal.

En négligeant les recouvrements entre orbitales $|p_z\rangle$, la résolution de l'équation de Schrödinger conduit à :

$$\begin{pmatrix} H_{AA} - \varepsilon & H_{AB} \\ H_{BA} & H_{BB} - \varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_A \\ C_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où

$$H_{IJ} = \sum_{\vec{l}} e^{j\vec{k} \cdot \vec{l}} \langle p_z^{I,\vec{l}} | H | p_z^{J,\vec{0}} \rangle \quad (1.13)$$

En ne tenant compte que des interactions entre plus proches voisins, on peut écrire $H_{AB} = -\gamma_0 \alpha(\vec{k})$ avec $\alpha(\vec{k}) = 1 + e^{-j\vec{k} \cdot \vec{a}} + e^{-j\vec{k} \cdot \vec{b}}$, où $\gamma_0 = 2.9 \text{ eV}$ est l'intégrale de transfert entre plus proches voisins.

Finalement, en prenant comme référence d'énergie $H_{AA} = H_{BB} = 0$, on obtient la relation de dispersion suivante, représentée sur la figure 1.2 :

$$\varepsilon^\pm = \pm \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3} k_x a}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y a}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{k_y a}{2}\right)} \quad (1.14)$$

où x et y désignent les axes horizontaux et verticaux de la figure 1.2.

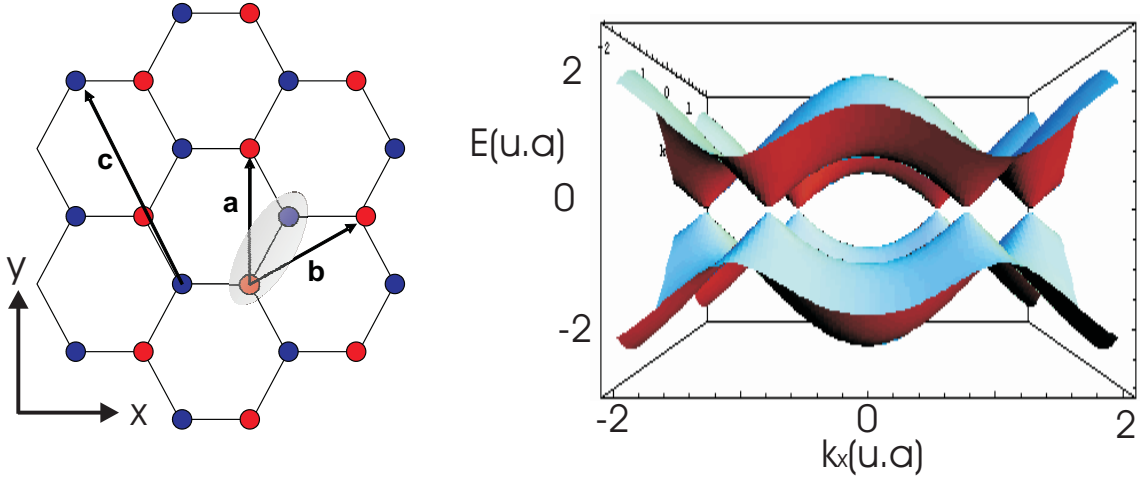


FIG. 1.2 – structure cristalline et structure de bande du graphène

La bande supérieure est la bande de conduction du graphène tandis que la bande inférieure est la bande de valence. Ces 2 bandes se touchent en 2 points de la première zone de Brillouin appelés points de Dirac. Au voisinage de ces points, la relation de dispersion est linéaire comme pour les particules relativistes, ce qui confère au graphène des propriétés fascinantes et très étudiées ces dernières années [35].

Les nanotubes de carbone : les nanotubes de carbone sont obtenus par repliement d'une feuille de graphène. Les propriétés structurales et électroniques des nanotubes sont déterminées par le vecteur $\vec{C} = n\vec{a} + m\vec{b}$ séparant 2 atomes de la feuille de graphène que nous ramenons l'un sur l'autre. Les indices n et m définissent la chiralité du nanotube.

Le diamètre d d'un nanotube vaut :

$$d = \frac{|\vec{C}|}{\pi} = \frac{a}{\pi} \sqrt{n^2 + nm + m^2} \quad (1.15)$$

Pour un nanotube de chiralité $n = 20$ et $m = 0$, et $a = \sqrt{3}a_{cc} = 2,46 \text{ \AA}$, on trouve un diamètre $d = 1,56 \text{ nm}$.

L'application de conditions aux limites périodiques le long de la circonférence du tube conduit à la formation de sous-bandes. Selon la chiralité, les nanotubes sont métalliques ou semiconducteurs (métalliques pour $n - m$ multiple de 3, semiconducteurs sinon).

Dans ce manuscrit, on ne considèrera que des nanotubes semiconducteurs. On ne présente donc ici que la structure de bandes de tels nanotubes, dont un exemple est donné sur la figure 1.3. On peut montrer [34] qu'au voisinage des points de Dirac, les relations de dispersion des bandes de conduction et de valence sont données par :

$$\varepsilon^\pm = \pm \sqrt{(m^*v_0^2)^2 + (\hbar v_0 k)^2} \quad (1.16)$$

où

$$v_0 = \frac{\sqrt{3}a}{2\hbar}\gamma_0 \quad \text{et} \quad m^* = \frac{2\hbar}{3dv_0} \quad (1.17)$$

L'énergie de bande interdite vaut :

$$\Delta\varepsilon_g = 2m^*v_0^2 = \frac{2a\gamma_0}{\sqrt{3}d} \quad (1.18)$$

soit $\sim 0,54 \text{ eV}$ pour $n = 20$ et $m = 0$.

Pour les hautes énergies ($\sim 1 \text{ eV}$ dans l'exemple de la figure 1.3), la relation de dispersion est linéaire, avec une vitesse indépendante du diamètre du tube, $v_0 \sim 8.10^5 \text{ m.s}^{-1}$.

Au point de Dirac, les masses effectives des bandes de conduction et de valence sont opposées, égales à m^* en valeur absolue. Dans l'exemple considéré, $m^* \sim 0,05 \times$ la masse de l'électron libre.

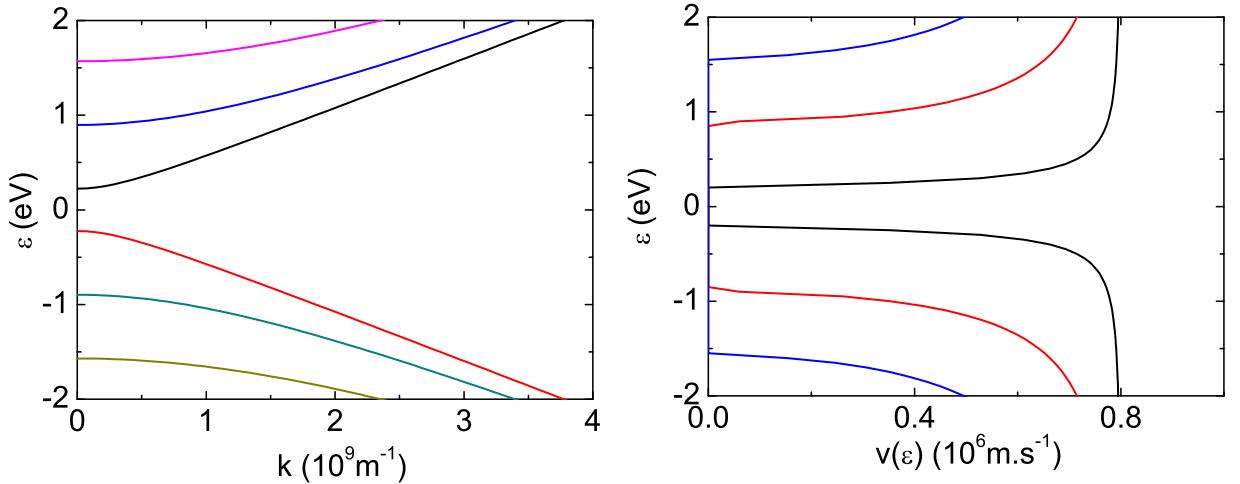


FIG. 1.3 – Structure de bandes et vitesse électronique d'un nanotube de chiralité $n = 20$, $m = 0$

1.2.2 Densité d'états

La densité d'états de la bande de conduction (ou de la bande de valence) est obtenue directement à partir des relations de dispersion en utilisant la formule suivante :

$$\rho(\varepsilon) = \sum_q \frac{4}{\hbar v_q(\varepsilon)} \quad (1.19)$$

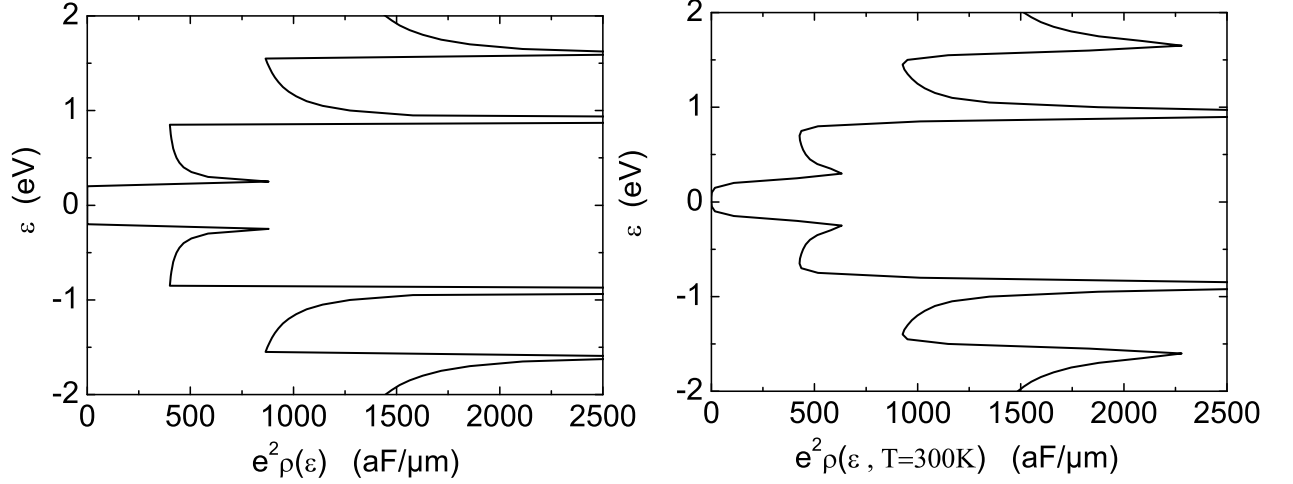


FIG. 1.4 – Densité d'états d'un nanotube de carbone de chiralité $n = 20, m = 0$ à température nulle

Le facteur 4 résulte de la dégénérescence de spin et de la dégénérescence orbitale (2 points de Dirac équivalents dans la première zone de Brillouin). Cette densité d'états est présentée figure 1.4 pour $n = 20$ et $m = 0$. On y remarque le gap semiconducteur et les singularités de Van Hove, caractéristiques d'un système unidimensionnel, à chaque énergie de sous-bande. Comme on le verra par la suite, à température nulle, la capacité quantique d'un nanotube de carbone est directement proportionnelle à la densité d'états au niveau de Fermi. C'est pourquoi la figure 1.4 présente la densité d'états en aF par μm .

A température finie T , on verra que la capacité quantique est donnée par le produit de convolution de la densité d'états et de la dérivée de la fonction de Fermi Dirac. Le résultat d'une telle convolution est également présenté sur la figure 1.4 pour $T = 300\text{ K}$. Bien qu'atténuées, les singularités restent nettement visibles.

1.3 Transport électronique basse fréquence dans les nanotubes de carbone

Dans cette section, on présente rapidement une description des principales propriétés du transport électronique dans les nanotubes de carbone. A basse température, la longueur des nanotubes peut être comparable au libre parcours moyen élastique et à la longueur de cohérence des ondes électroniques. On parle alors de transport quantique balistique. Ce régime de transport est décrit dans le formalisme de Landauer, qui est rappelé brièvement dans le premier paragraphe.

A plus haute température, ou pour des nanotubes longs, on observe un régime de transport diffusif décrit dans le deuxième paragraphe.

Enfin, le dernier paragraphe présente les différentes sources de bruit électronique dans les nanotubes de carbone, qui jouent, comme on l'a déjà évoqué, un rôle crucial dans la compréhension et la réalisation de détecteur de charges sensibles et rapides.

1.3.1 Régime balistique

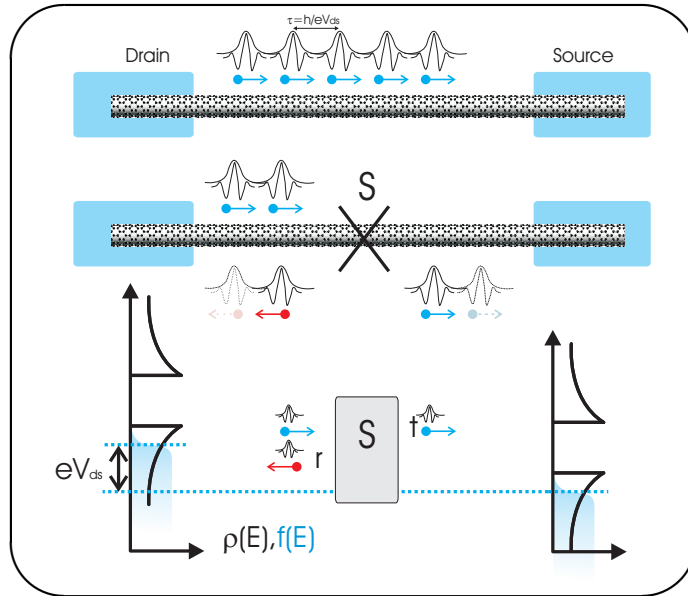
Ce régime est atteint dans des nanotubes métalliques ou semiconducteurs fortement dopés de longueur submicronique à basse température (de l'ordre du Kelvin). La longueur du nanotube L est alors inférieure au libre parcours moyen l et à la longueur de cohérence de phase des ondes électroniques l_ϕ . Dans ce régime, les électrons ne subissent aucune collision lors de leur transport à travers le nanotube. On parle de transport balistique.

L'approche de Landauer [36] prédit une conductance proportionnelle au nombre de modes transmis à travers le conducteur. Le facteur de proportionnalité est appelé quantum de conductance. Il vaut e^2/h et correspond à une résistance d'environ $25 \text{ k}\Omega$ pour un mode. Cette quantification de la conductance est une conséquence directe du principe de Pauli qui force les électrons d'un même mode à s'écouler un par un et régulièrement à travers le conducteur, comme schématisé sur la figure 1.4. Dans le cas des nanotubes, 4 modes sont transmis (dégénérescence de spin + dégénérescence orbitale) et la conductance d'un nanotube balistique vaut $4e^2/h$.

L'observation expérimentale de cette quantification de la conductance est en référence [37]

Dans ce formalisme, il est aisé de prendre en compte l'influence d'un centre diffuseur. La conductance est alors donnée par la célèbre formule de Landauer qui relie la conductance d'un mode i à la transmission D_i des ondes électroniques correspondantes :

$$G = \sum_i D_i \frac{e^2}{h} \quad (1.20)$$



TAB. 1.4 – Un conducteur quantique : le nanotube. En haut le nanotube balistique. Si on crée une différence de potentiel aux bornes du conducteur les électrons arrivent les uns après les autres en raison de l'exclusion de Pauli. Pour le second schéma, nous rajoutons un centre diffuseur dans notre canal les électrons peuvent être soit transmis soit réfléchies avec des probabilités r et t . Dans un tel système, la conductance est décrit par la formule de Landauer

1.3.2 Régime diffusif

Dans le cas où le libre parcours moyen devient plus petit que la longueur de l'échantillon, on entre dans le régime diffusif. Ce régime est atteint pour les tubes longs ou à haute température. Dans le cas où le libre parcours moyen est supérieur à la longueur de cohérence (régime diffusif incohérent), le formalisme de Landauer permet de relier la conductance au libre parcours moyen [36]. On trouve pour un nanotube :

$$G = \frac{4e^2}{h} \frac{l}{L+l} \quad (1.21)$$

Le facteur $l/(l+L)$ s'interprète comme la transmission d'un mode en présence des diffuseurs.

Saturation du courant par les phonons optiques

A l'aide de la formule précédente, on peut par exemple comprendre quantitativement la saturation du courant observée dans les nanotubes aux fortes tensions de polarisation [38]. Le courant de saturation est quasiment le même dans tous les échantillons et vaut environ $20\mu A$. Cette saturation du courant est due aux diffusions des électrons par les phonons optiques dont l'énergie vaut $\hbar\Omega = 160meV$ dans les nanotubes de carbone. Comme les collisions avec les phonons optiques sont extrêmement efficaces, le libre parcours moyen associé peut être estimé rapidement en écrivant qu'une collision se produit dès qu'un électron a acquis une énergie $\hbar\Omega$ dans le champ électrique V/L , où V est la différence de potentiel appliquée aux bornes du tube de longueur L . On obtient ainsi $l = L \times \hbar\Omega/eV$. On déduit alors de la formule 1.21 :

$$G = \frac{4e^2}{h} \frac{\hbar\Omega}{eV + \hbar\Omega} \quad (1.22)$$

Pour $eV_{ds} \gg \hbar\Omega$, on prévoit une saturation du courant à la valeur

$$I_{sat} = \frac{4e^2}{h} \frac{\hbar\Omega}{e} \simeq 26\mu A \quad (1.23)$$

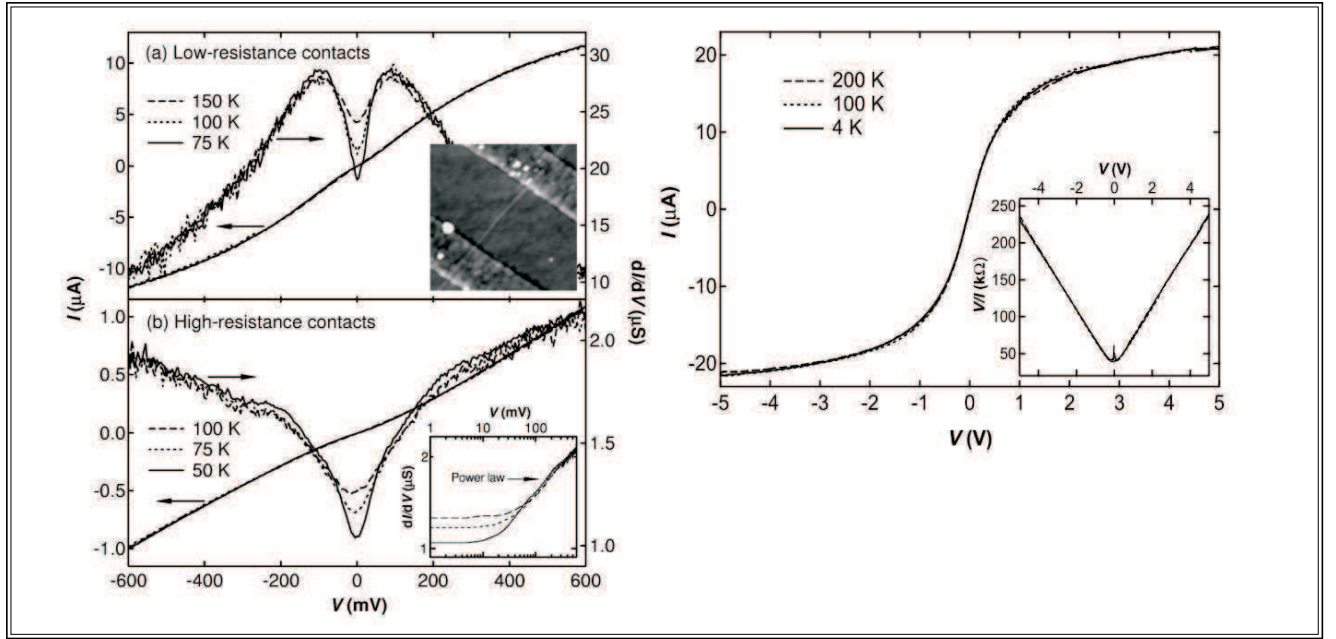
en très bon accord avec les observations expérimentales dans les nanotubes monoparois [38] et aussi dans les multiparois [39, 40]. Ce n'est pas le propos de cette thèse de faire une revue des ces phénomènes de saturation qui ont été intensivement étudiés théoriquement. On peut néanmoins citer un développement récent qui montre que l'interaction electron-phonon optique peut donner lieu à ouverture d'un gap, dit gap de Peierls, responsable de la transmission électronique finie à haute énergie [41].

1.3.3 Bruit électronique dans les nanotubes de carbone

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre qu'il est indispensable de bien appréhender les différentes sources de bruit dans les nanotubes de carbone si l'on veut maîtriser la détection sensible et rapide de charges avec ces matériaux. En effet, la sensibilité d'un détecteur type NTFET est limitée par le bruit dans le nanotube.

L'étude du bruit dans les conducteurs mésoscopiques est un sujet d'actualité car elle permet de sonder la statistique des porteurs de charge, leurs interactions et la cohérence quantique du système [42].

Nous nous attachons ici à décrire rapidement les différentes sources de bruit des nanotubes de carbone : bruit thermique, bruit de grenaille et bruit en $1/f$. Par la suite, on notera $S_{II}(\omega)$



TAB. 1.5 – Saturation du courant dans un nanotube métallique (figure de droite) et effet des résistances de contact sur la résistance totale du conducteur d'après Z. Yao et al., *Phys. Rev. L*, **84**, 2941 (2000). [38]

la densité spectrale de bruit en courant reliée aux fluctuations du courant $\delta I(t)$ par :

$$S_{II}(\omega) = \int dt e^{j\omega t} \langle \delta I(t) \delta I(0) \rangle \quad (1.24)$$

Avertissement : La notation classique S_{II} des physiciens pour la densité spectrale du bruit de courant, employée ci-dessus, présente un risque de confusion avec celle utilisée tout au long de ce manuscrit pour les paramètres de diffusion S_{ij} . Dans la suite, nous lui substituerons la notation W_{II} , dite des ingénieurs.

Bruit thermique

Comme tous les conducteurs, les conducteurs quantiques présentent des fluctuations de courant d'origine thermique, également connues sous le nom de bruit Johnson-Nyquist. Il s'agit d'un bruit d'équilibre, blanc dans une large gamme de fréquences ($\hbar\omega \ll k_B T$) dont la densité spectrale ne dépend que de la température T et de la conductance G du conducteur, comme prédit par le théorème fluctuation-dissipation :

$$S_{II} = 4k_B T G$$

Le formalisme de Landauer permet de retrouver ce résultat pour les conducteurs quantiques [42]. Le bruit thermique s'interprète alors comme résultant des fluctuations thermiques d'équilibre des contacts.

Bruit de grenaille ou Shot Noise

Ce bruit est associé au caractère corpusculaire des électrons et, contrairement au bruit thermique, est un bruit hors équilibre. Il a d'abord été mis en évidence par W. Schottky dans les diodes à vide [43], qui a mesuré un bruit poissonnien de densité spectrale égale à $2eI$,

où I est le courant traversant le système. Le caractère poissonien du bruit de grenaille dans une diode à vide reflète l'absence de corrélations entre électrons. Le formalisme de Landauer permet à nouveau de retrouver la densité spectrale de bruit de grenaille pour un conducteur quantique[42]. A température nulle et pour un conducteur monomode de transmission D , on trouve un bruit blanc pour les fréquences très inférieures à eV/h :

$$S_{II} = \frac{e^2}{h} eV D(1 - D) = 2eIF \quad (1.25)$$

Le bruit est sous-poissonien, réduit par rapport au bruit de Schottky d'un facteur $F = 1 - D$, appelé facteur de Fano.

A transmission unité (i.e. pour un conducteur balistique), on a suppression du bruit de grenaille, ce qui a d'abord été observé dans les gaz bidimensionnels d'électrons [44, 45] et plus récemment dans les nanotubes de carbone[46]. Le caractère sous-poissonien du bruit dans les conducteurs quantiques est une conséquence de la statistique de Fermi qui ordonne naturellement les électrons dans le conducteur.

Bruit en $1/f^\alpha$

Dans de nombreux de systèmes physiques, il apparaît un bruit en $1/f^\alpha$. Dans le cas qui nous intéresse il est due à des transfert de charge de l'environnement (par exemple des pièges électronique dans le substrat) aux différents centres diffuseurs du nanotube. Pourquoi les défauts ? Un nanotube balistique n'admet pas plus d'électrons qu'il n'en contient à cause du principe de Pauli, il faut avoir des défauts dans le conducteur pour pouvoir modifier le nombres de charges dans le conducteur.

De plus, contrairement au bruit thermique, ce bruit est un bruit hors équilibre

On note τ le temps caractéristique de ce transfert. La charge se transfère de manière aléatoire au conducteur et modifie sa conductance. Cela crée un bruit dit télégraphique car il ne prend en compte que 2 valeurs pour chaque piège : soit la charge est dans le conducteur (1) soit elle n'y est pas (0).

Ce bruit est Lorentzien ; si dans un conducteur on a une déviation du courant ΔI pour un temps caractéristique τ on a alors

$$-\frac{d\Delta I}{dt} = \frac{\Delta I}{t} \quad (1.26)$$

Ce qui revient à décrire la fluctuations ΔI comme une exponentielle

$$\int \frac{d\Delta I}{\Delta I} dt = -\frac{t}{\tau} \quad \text{et} \quad \Delta I(t) = \Delta I(0)e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.27)$$

Les corrélations temporelles comme :

$$\langle \Delta I(t) \Delta I(t') \rangle = \langle (\Delta I(t))^2 \rangle e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \quad (1.28)$$

Et pour finir le spectre de bruit s'écrit comme des lorentziennes

$$W_{II,1/f} = \langle (\Delta I(t))^2 \rangle \frac{4\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2} \quad (1.29)$$

Un bruit Lorentzien comporte plusieurs régimes : le premier à basse fréquence ($f \ll (\tau)^{-1}$). Ce bruit est blanc et il est proportionnel à $1/f^2$. Le second pour les hautes fréquences ($f \gg (\tau)^{-1}$).

Sans vraiment entrer dans les détails, il faut toutefois indiquer que dans la plupart des systèmes, il est plutôt observé l'apparition d'un bruit en $1/f$ et non un bruit blanc ou en $1/f^2$. Ce régime apparaît comme un régime intermédiaire entre les deux précédents et ne concerne pas le système étudié ici (surtout pour les fréquences de mesures utilisés qui sont beaucoup plus grandes que le temps de relaxation des charges dans les défauts du système). Le bruit mesuré dans les nanotubes de carbone est en $1/f^2$ comme nous allons le voir par la suite.

1.4 Transport quantique dynamique

Dans la section précédente nous avons introduit les propriétés de transport continu et du bruit basse fréquence des conducteurs mésoscopiques qui ont été largement explorées, théoriquement et expérimentalement depuis une vingtaine d'années. Le régime dynamique est resté en retrait expérimentalement en dépit de travaux théoriques apparus dans les années 90 [47, 48, 49, 50, 2, 51, 52]. Ce régime dynamique est important à la fois pour la compréhension des phénomènes physiques de base et aussi pour les applications puisque l'électronique quantique se doit d'être rapide pour être exploitable, avec des fréquences supérieures au GHz pour les télécommunications.

Suivant l'approche de M. Büttiker et al., on généralise la notion de conductance en introduisant, pour un conducteur à deux terminaux, une admittance complexe $A(\omega) = 1/Z(\omega)$, inverse de l'impédance $Z(\omega)$, qui s'exprime à basse fréquence sous la forme du développement

$$A(\omega) = G + j\omega E - \omega^2 K + o(\omega^3) \quad (1.30)$$

Au premier terme, à fréquence nulle, on retrouve la conductance de Landauer. Le second terme fait intervenir une nouvelle quantité appelée émittance [2]. Les termes supplémentaires n'ont pas d'appellation particulière. Le sens physique des corrections en fréquence dépend de la géométrie du conducteur. Il va d'ailleurs de même pour des conducteurs classiques puisque les admittances de simples circuits RC, RL ou RLC série se mettent sous les formes :

$$A(\omega) = \frac{1}{R + \frac{1}{jC\omega}} \approx jC\omega + R(C\omega)^2 - jR^2(C\omega)^3 + \dots \quad (RC) \quad (1.31)$$

$$A(\omega) = \frac{1}{R + jL\omega} \approx G - jL\omega G^2 - (L\omega)^2 G^3 + \dots \quad (RL) \quad (1.32)$$

$$A(\omega) = \frac{1}{R + jL\omega + \frac{1}{jC\omega}} \approx jC\omega + R(C\omega)^2 + j\left(\frac{L}{C} - R^2\right)(C\omega)^3 \dots (RLC) \quad (1.33)$$

où $G = 1/R$. Dans le circuit RC, la conductance dc est supprimée et l'émittance apparaît comme une capacité. Dans le circuit RL l'émittance n'a pas un sens immédiat. Dans le circuit RLC, le terme cubique en ω mélange deux contributions. En identifiant terme à terme l'expression théorique (1.30) de l'admittance pour un conducteur donné et le développement basse fréquence adapté, (1.31) ou (1.32) ou (1.33), on détermine l'expression des différents éléments d'un circuit électrique équivalent qui sert à son tour à analyser les mesures.

A fréquence finie, les mesures donnent accès au module mais aussi à la phase de l'admittance qui donne des informations sur le temps de réponse du conducteur. Pour un conducteur classique, la constante de temps est entièrement déterminée par la donnée de la résistance dc et des propriétés thermodynamiques que sont la capacitance ou l'inductance. On verra

ci-dessous que ces grandeurs thermodynamiques sont éventuellement affectées de fortes corrections quantiques dans les conducteurs mésoscopiques. Une signature plus forte du transport mésoscopique est la non-additivité des impédances, qui a été observée dès les premières expériences de transport quantique pour la résistance dc à cause des effets d'interférence électroniques [36]. Plus récemment elle a été mise en évidence dans la combinaison série de composants résistifs et réactifs comme le circuit RC quantique [53] et le circuit RL quantique [3]. Comme nous le verrons au chapitre 2.3, à la page 45, ces effets sont *a priori* attendus dans les transistors mésoscopiques, avec une physique enrichie par la géométrie qui passe de deux à trois terminaux (drain, source et grille).

L'épithète mésoscopique est utilisé tout au long de ce manuscrit dans son sens le plus large et fait référence au caractère non-local du transport, qu'il soit dû à la cohérence électronique à basse température ou plus simplement au caractère balistique des nano conducteurs. Les deux exemples présentés ci-dessous que sont la capacité mésoscopique (paragraphe 1.4.1) et l'inductance mésoscopique (paragraphe 1.4.2) illustrent ces deux types d'effets. Au préalable, nous introduisons les notions de base de capacité quantique et d'inductance cinétique à partir de considérations purement énergétiques.

1.4.1 Capacité mésoscopique

Le potentiel électrochimique d'un canal conducteur m peut s'écrire comme la somme $\mu_m = \mu_m^0 - e\Phi_m$ d'un terme chimique μ_m^0 et d'un terme électrostatique décrit par un potentiel Φ_m . Une électrode métallique, vue comme un réservoir d'électrons, a son potentiel chimique (niveau de Fermi) indépendant de sa charge q , soit $\partial\mu^0/\partial q = 0$. Ceci suppose que la densité d'état au niveau de Fermi soit très grande. On parle de fluide électronique infiniment compressible ou de réservoir électronique. A l'inverse, les conducteurs quantiques, qui ont un petit nombre de modes, ont une faible densité d'état, donc une faible compressibilité électronique et une forte sensibilité du potentiel chimique au nombre de particules donc à la charge : $\partial\mu_m^0/\partial q = -(eN(\varepsilon))^{-1}$, où $N(\varepsilon) = \rho(\varepsilon) \times L$ est la densité d'état du conducteur total et $\rho(\varepsilon)$ sa densité d'état par unité de longueur.

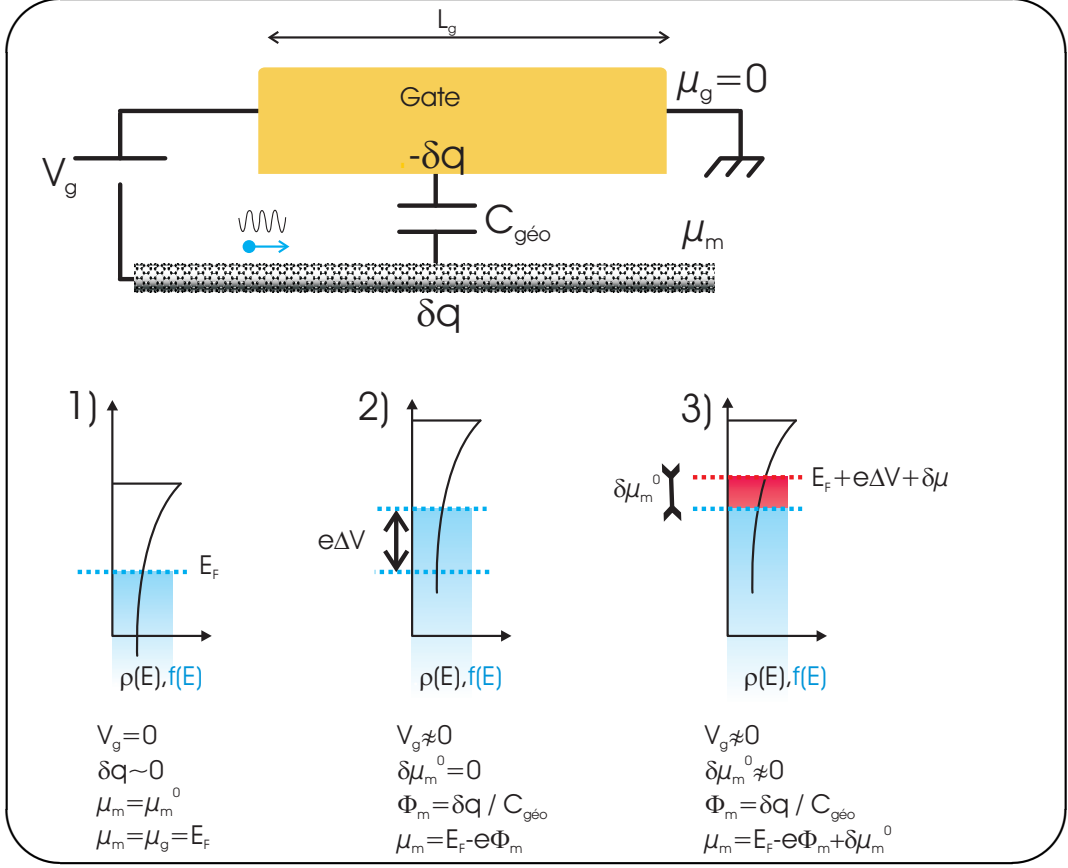
Considérons une capacité mésoscopique constituée d'une électrode classique couplée électrostatiquement par une capacité C_{geo} au conducteur quantique. Comme le montre la figure 1.6, le travail eV_g fourni par le générateur de tension V_g qui polarise le condensateur s'écrit sous la forme d'une somme de deux termes :

$$\begin{aligned} eV_g &= \mu_g - \mu_m = e\Phi_m - \delta\mu_m^0 = e\Phi_m - \frac{\partial\mu_m^0}{\partial q}\delta q \\ &= e\frac{\delta q}{C_{geo}} + \frac{\delta q}{eN(\varepsilon)} = e\delta q \left[\frac{1}{C_{geo}} + \frac{1}{e^2N(\varepsilon)} \right] \end{aligned} \quad (1.34)$$

le rapport $\delta q/V_g$ définit une capacité électrochimique qui apparaît comme la mise en série de la capacité géométrique et d'une capacité quantique :

$$\frac{1}{C_\mu} = \frac{1}{C_{geo}} + \frac{1}{C_q} \quad , \quad C_q = e^2N(\varepsilon) \quad (1.35)$$

Comme on le verra plus loin, la théorie montre que c'est ce même C_μ et non C_{geo} qui contrôle les propriétés dynamiques des conducteurs quantiques. Pour un conducteur classique, on a $C_q \gg C_{geo}$ et $C_\mu \approx C_{geo}$ de sorte que capacité électrochimique et électrostatique se confondent. Pour un nanotube de carbone métallique monoparoï avec quatre modes et une



TAB. 1.6 – La capacité classique et la capacité quantique

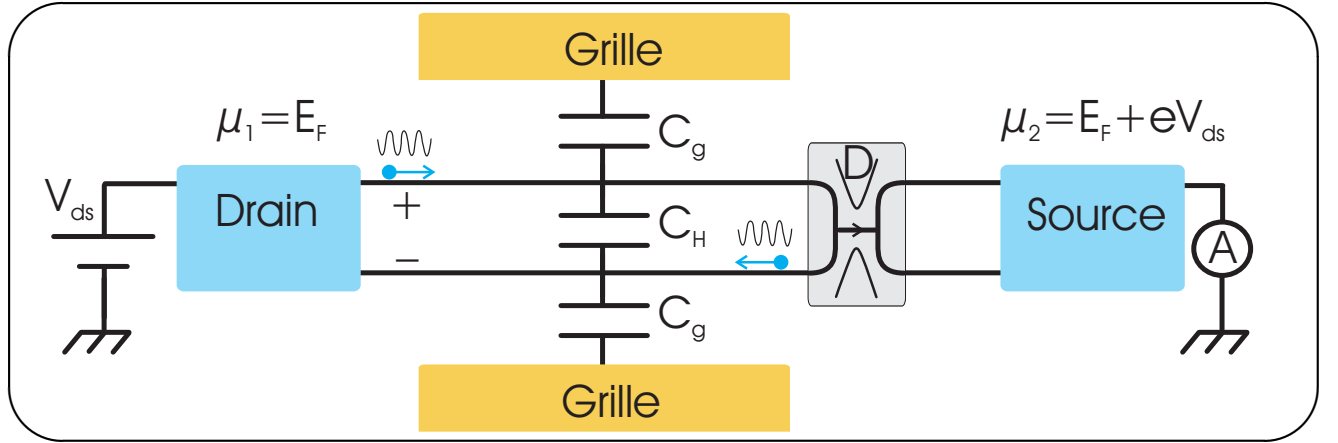
vitesse de Fermi $v_F \simeq 0.8 \text{ Mm/s}$, on a $C_q/L = 4e^2 N(\varepsilon)/L = 8e^2/hv_F \simeq 400 \text{ aF}/\mu\text{m}$. Cette valeur est du même ordre qu'une capacité géométrique typique $C_{geo}/L \sim \epsilon_0 \epsilon_r \sim 100 \text{ aF}/\mu\text{m}$.

La structure en énergie de la densité d'état se reflète sur la capacité quantique. Ainsi on attend les effets de la discrétisation des niveaux pour un conducteur de taille finie à 0D, de la modulation sous champ magnétique liée aux niveaux de Landau à 2D, mais aussi les effets d'interactions qui vont renormaliser la compressibilité donc la densité d'état, à la manière des interactions de van der Waals dans les gaz parfaits. Ces derniers, prédominants à 1D, ont été beaucoup étudiés théoriquement dans les nanotubes de carbone (voir par exemple Ref.[51]).

1.4.2 Inductance mésoscopique

Dans l'exemple précédent, la polarisation du circuit par un générateur conduit à charger le conducteur quantique. Il existe un travail équivalent pour un générateur de tension V_{ds} , branché entre drain et source, établissant un courant de transport I_{ds} . Dans la mesure où la capacité du conducteur est faible $C_{geo} \rightarrow 0$, sa charge $\delta q \lesssim C_{geo} V_{ds} \rightarrow 0$ de même que l'énergie de charge $\delta q^2/C_{geo} \rightarrow 0$. L'énergie cinétique électronique associée au courant de transport est de nature inductive. On parle d'inductance cinétique, notée L_K dans la littérature [54].

Pour illustrer la notion d'inductance cinétique nous considérons le cas simple d'un conducteur balistique schématisé sur le tableau 1.7. On distingue la densité d'état partielle $\rho^+ = N(\varepsilon)/2$ des modes qui se propagent de la source vers le drain et $\rho^- = \rho^+$ des modes contre-



TAB. 1.7 – L'inductance cinétique d'un conducteur mésoscopique

propageant du drain à la source. La neutralité électrique impose que le potentiel du canal $\Phi_m = -V_{ds}/2$. L'établissement du courant $I_{ds} = e^2/h \times V_{ds}$ (un seul mode balistique) impose un transfert de population des $N/2 \times eV_{ds}/2$ modes contre-propageants, dans la bande d'énergie $\varepsilon_F - (\varepsilon_F - e\Phi_m)$, vers un nombre égal de modes propageants dans la bande d'énergie $(\varepsilon_F - e\Phi_m) - (\varepsilon_F + eV_{ds})$. Ceci correspond à une augmentation d'énergie $eV_{ds}/2$ comme indiqué sur la figure. Le coût énergétique total peut se mettre sous la forme

$$\Delta\varepsilon_{tot} = \frac{N}{2} \left[\frac{eV_{ds}}{2} \right]^2 = L_K \frac{I_{ds}^2}{2} \quad (1.36)$$

où $L_K/L_g = h/2e^2v_F$ est l'inductance par unité de longueur pour un mode unique. Avec $R_K = h/e^2$ on remarque que la constante de temps $L_K/R_K = 2L_g/v_F$ est proportionnelle au temps de transit des électrons dans le fil. On peut montrer facilement que L_K est divisé par M pour un mode M fois dégénéré. Ainsi pour un nanotube de carbone métallique 4 fois dégénéré on aura $L_K/L_g \simeq 4 \text{ nH}/\mu\text{m}$ soit plus de trois ordres de grandeur supérieures aux inductances géométriques $L_{geo}/L_g \sim \mu_0 \simeq 1 \text{ pH}/\mu\text{m}$. Comparant la capacité quantique et l'inductance cinétique on a les relations remarquables $\sqrt{L_K/C_q} = h/2e^2$ et $\sqrt{L_g^2/(L_K C_q)} = v_F$.

Pour un conducteur diffusif, un conducteur balistique chirale ou en présence d'écrantage, l'inductance cinétique peut prendre des formes assez différentes (voir par exemple Ref.[52]) C'est une des caractéristiques des systèmes mésoscopiques de ne pouvoir se décrire par une simple juxtaposition de composants élémentaires indépendants. Selon la géométrie, l'inductance d'un conducteur peut dépendre de sa résistance ou de sa capacité mutuelle avec un autre conducteur. Notons à cet égard que la prise en compte des effets cinétiques consistant à ajouter "à la main" une inductance cinétique fixe dans les schémas électriques équivalents [54] est une simplification abusive pouvant conduire à des prédictions erronées. C'est pourquoi nous préférons employer dans la suite le terme plus général d'inductance mésoscopique ou électrochimique que nous noterons L_μ par analogie avec la capacité électrochimique C_μ . En effet cette inductance fait référence au terme qui apparait de manière naturelle quand on utilise le formalisme de Christen Buttiker et il sera présenté en détail par la suite.

1.4.3 Dynamique de conducteurs mésoscopiques élémentaires

Les propriétés dynamiques des conducteurs sont caractérisées par les deux composantes de l'admittance complexe $A(\omega)$, module et phase. La phase $\omega\tau$ est reliée à la constante de

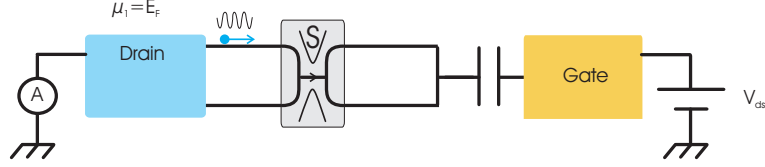


FIG. 1.5 – circuit RC

temps. Les conducteurs les plus simples présentant des propriétés dynamiques non-triviales combinent les effets résistifs d'une barrière tunnel avec les effets réactifs de type capacitif ou inductif introduits ci-dessus.

A ce jour ces effets ont été principalement étudiés dans des conducteurs de Hall quantique, profitant de l'existence des contacts ponctuels quantiques (QPCs) pour réaliser des barrières tunnel localisées, avec un nombre de mode et une transmission ajustable. La résistance des QPCs en transport DC est bien caractérisée et décrite par la théorie de Landauer-Büttiker. Le circuit RC quantique est une cavité électronique submicronique du gaz d'électrons couplée à un réservoir par un QPC et contrôlée en énergie par une grille [48, 49, 53]. Le condensateur quantique est constitué d'une grille métallique et d'une grille quantique ; la résistance quantique est le QPC. Les effets mésoscopiques se manifestent à basse température en régime d'effet tunnel cohérent. Le circuit RL quantique est constitué d'une barre de Hall quantique en série avec un QPC et reliée à deux réservoirs [2, 3]. Les interactions électroniques dans la barre de Hall peuvent être contrôlées en jouant d'une part sur la distance entre canaux de bord opposés et d'autre part sur l'écrantage en disposant de grilles métalliques. Des effets remarquables sur la constante de temps sont prédits et observés, ils sont liés à la chiralité du transport sous champ magnétique. Les mesures similaires dans les nanotubes de carbone n'ont pas encore été réalisées, même si les théories prévoient des corrections significatives dues aux interactions [51, 52].

Admittance d'un circuit RC cohérent

Le problème de la relaxation de charge d'une circuit RC quantique cohérent a été posé par M. Büttiker et coauteurs au début des années 90. Le problème posé était le suivant, connaissant la résistance d'un QPC de transmission D donnée par la formule de Landauer $R_L = h/De^2$, et la capacité C_μ donnée par la densité d'états, peut-on prédire le temps de charge comme le produit $R_L \times C_\mu$? La réponse est "non" pour le régime cohérent, lorsque le temps de séjour électronique dans la cavité est inférieur au temps de cohérence électronique. La barrière tunnel est alors le siège d'interférences électroniques qui modifient sa transmission apparente. Le résultat est que le temps de charge τ_q est simplement proportionnel au temps de résidence dans la cavité, lui même mesuré par la densité d'état et donc la capacité quantique. Exprimé sous forme d'un produit $\tau_q = R_q \times C_\mu$, ce résultat implique que la résistance de relaxation de charge, donnée par la relation $R_q = h/2e^2$, est constante et indépendante de la transmission du QPC. Cette notion de *résistance de relaxation de charge* différente de la résistance de Landauer a été mise en évidence récemment au laboratoire [55, 53]. Cette description de la relaxation de charge sera reprise au chapitre 2.3 pour décrire l'admittance grille-drain des transistors mésoscopiques.

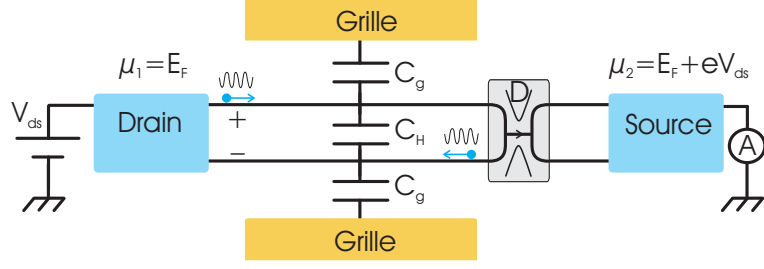


FIG. 1.6 – circuit RL

Admittance d'un circuit RL chiral

Notre second exemple concerne la dynamique de montée du courant dans un fil quantique constitué d'une barre de Hall en série avec un QPC. Le modèle proposé en Ref.[3], s'appuie sur la théorie de l'admittance des conducteurs quantiques balistiques de Christen-Büttiker [2], qu'elle étend pour prendre en compte de la barrière tunnel variable que forme le QPC. Nous reviendrons plus en détail sur ce modèle au chapitre 2.3, sur lequel nous baserons notre estimation de la fréquence de transit des transistors mésoscopiques. La prédiction centrale de la référence [3] est qu'en régime chiral, quand les canaux de bords opposés sont suffisamment distants pour que les interactions électrostatiques entre modes propagateurs et contre-propagateurs soient négligeables ($C_H \rightarrow 0$ sur la figure 1.6), la constante de temps du circuit est indépendante de la résistance contrairement au cas classique où cette constante vaut L/R . La dynamique est donnée par le temps de vol L/v_F indépendamment de la transmission de la barrière. Cette prédiction est vérifiée par des mesures d'admittance complexe aux fréquences GHz en régime d'effet Hall quantique [3]. Le même modèle montre qu'on retrouve le comportement "classique" avec une constante de temps $\tau = L_K/R_L$ dans le cas non-chiral d'un fil quantique non-écranté ($C_H \rightarrow \infty$ sur la figure 1.6).

Chapitre 2

Le transistor à nanotube de carbone

La découverte des nanotubes par Iijima en 1991 a généré de grands espoirs en micro-électronique. Profitant de leur nature métallique ou semi-conductrice on allait disposer de composants nanométriques pour réaliser les portes logiques et les interconnexions. Il s'en est suivi une intense activité de recherche visant à démontrer ces propriétés exceptionnelles comme les courants de transport I_{ds} pouvant atteindre la dizaine de μA pour un tube métallique ou semiconducteur dopé de diamètre nanométrique ou les transconductances g_m de la dizaine de μS pour des tubes semiconducteurs commandés par des grilles recouvrantes. Ramenées en densité de courant (10^7 A/mm^2) ou de transconductance ($10^7 \text{ mS}/\mu\text{m}$), les chiffres obtenus dépassent largement les meilleurs standards actuels des transistors de type MOSFET (Metal Oxyde Semiconducteur) ou HEMT (High Electron Mobility Transistor). Suite à ces efforts on est arrivé aujourd'hui à des dispositifs bien optimisés du moins pour ce qui est des caractéristiques basse fréquence. Les études en fréquence sont plus rares. En particulier, à l'origine de notre travail il n'y avait pas de démonstration de fonctionnement de transistor actif au GHz. Les propriétés dynamiques comme la fréquence de transit ω_T n'étaient pas explorées expérimentalement. Les estimations théoriques les plus optimistes prédisaient des limites THz.

Comme indiqué en introduction, l'intérêt des transistors à nanotube ne réside pas pour nous dans les applications en micro-électronique mais dans la réalisation de détecteurs rapides pour la physique quantique électronique. Nous voulons profiter en cela des possibilités de miniaturisation ultimes offertes par les dimensions nanométriques du canal semi-conducteur. En effet, un nanotransistor à nanotube de carbone avec grille recouvrante peut être vu comme le paradigme du *nano transistor mésoscopique* avec canal semiconducteur à 4 modes, idéalement balistiques, une capacité de grille à la limite quantique et des propriétés dynamiques contrôlées par l'inductance cinétique du canal. Un second intérêt réside donc dans l'étude de cette nouvelle limite de fonctionnement qui, à notre connaissance, n'avait pas été explorée dans la littérature.

Après avoir présenté au chapitre précédent l'intérêt des nanotubes de carbone pour la détection rapide de charge, montré que leur propriétés électroniques faisaient d'eux des conducteurs quantiques modèles et introduit les propriétés qui gouvernent la dynamique du transport quantique, nous présentons dans ce chapitre un état de l'art expérimental (section 1) et théorique (section 2) sur les transistors à nanotube en se concentrant sur les dispositifs à nanotube unique qui présentent un intérêt particulier pour la détection de charge. Nous ajoutons, dans une troisième partie, un modèle heuristique de nanotransistor mésoscopique basé sur une approche de diffusion électronique.

2.1 Revue des expériences

Depuis une dizaine d'années où les premiers dispositifs ont été fabriqués, les transistors à nanotube de carbone ont été abondamment étudiés dans de nombreux groupes à travers le monde. Il serait illusoire de vouloir couvrir ici cette bibliographie tant la production scientifique a été abondante. Même en se restreignant aux dispositifs à nanotube unique monoparois la littérature reste très abondante. Nous en présentons ici une sélection, représentative des principaux types de dispositifs étudiés.

Débutée en Europe dans le groupe de Delft [56, 38, 57], la thématique s'est vite développée aux Etats-Unis, dans le groupe d'IBM [58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67], à Stanford [68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77], à Cornell [78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86], à Irvine [87, 88, 89, 90], au Maryland [91, 92] et ailleurs dans le monde [93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100,

101, 102, 103, 104]. Cette liste n'est bien sur pas exhaustive mais suffisante pour illustrer notre revue de l'ensemble des propriétés statiques (conductance, transconductance, capacitance), quasistatiques (bruit) et dynamiques (fréquence de transit, inductance cinétique).

Les différents transistors se distinguent par leurs géométries qui jouent ici un rôle important. Les nanotubes ayant des diamètres assez voisins de (1–3 nm) la différence se fera par la longueur du canal qui varie dans la littérature de la dizaine de nanomètres à la dizaine de microns. Les plus courts forment des transistors balistiques ; les autres sont diffusifs avec une mobilité électronique variable selon le mode de croissance (ablation laser ou CVD). La géométrie de la grille joue un rôle important pour le couplage au canal, on est passé progressivement de grilles arrières utilisant le substrat dopé aux grilles recouvrantes sur diélectrique à forte permittivité qui correspond à l'état de l'art dans l'industrie des semiconducteurs. Un problème important à résoudre a été la réduction des résistances de contact qui limitent fortement les courants à cause des barrières Schottky. Enfin, ces dernières années les mesures hautes fréquences se sont développées, étant directement pertinentes pour notre travail nous les détaillons aussi ci-dessous.

2.1.1 Les différentes géométries

Cette partie consiste principalement à décrire les différents régimes de transport dans les nanotubes en fonction de la longueur du canal et de la valeur des résistances de contact. Afin de suivre une logique historique aux applications des NT-FETs, nous abordons en premier les applications et propriétés des NTs dans le régime de barrière Schottky. Ensuite vient le régime diffusif pour des longueurs de canal micrométrique et finalement nous aborderons les avancées technologiques permettant d'accéder au régime balistique électronique dans les nanotubes.

Le canal Schottky

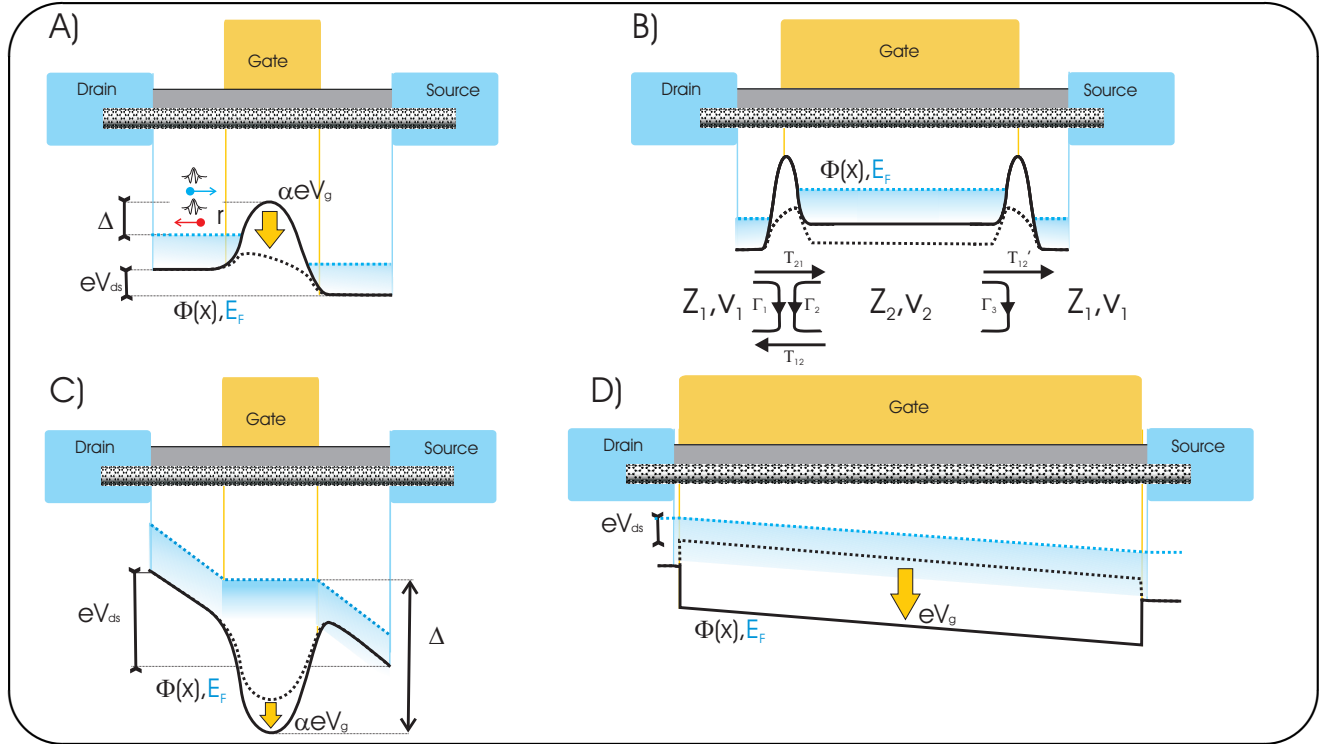
Une des principales difficultés pour réaliser des mesures électriques sur les nanotubes réside dans la fabrication de contacts peu résistifs. Il existe dans la littérature de nombreuses techniques pour diminuer la résistance des contacts.

La résistance des contacts est due d'une part aux faibles dimensions des contacts et du conducteur, et d'autre part aux différences de potentiels électrochimiques entre le contact métallique et le nanotube semiconducteur (barrière Schottky). Le premier effet conduit à un comportement ohmique tandis que le second entraîne des non-linéarités.

Les nanotubes métalliques ont une densité de porteurs qui est inférieure à celle d'un contact métallique mais qui rest relativement élevé. Il n'y a pas de problème d'équilibre des niveaux de fermi entre les deux conducteurs. Par contre, les nanotubes utilisés ici sont principalement semi-conducteurs et présentent une résistance Schottky. La résistance Schottky peut être réduite par un bon choix du métal de contact. Le Palladium (Pd) est par exemple connu pour atténuer fortement cet effet (ref [68, 63]).

Les résistances des contacts s'additionnent à la résistance intrinsèque de l'échantillon et peuvent être en principe éliminées par des mesures 4 points [105, 106]. Toutefois, celles-ci sont difficiles à mettre en oeuvre pour des mesures hautes fréquences sur des nanotubes. L'ensemble des résultats de cette thèse proviennent donc de mesures à 2 contacts dont les résistances doivent être évaluées avec soin.

Dans le cas où le dopage est quasiment nul comme pour les nanotubes obtenus par ablation laser, les zones du canal non recouvertes par la grille sont naturellement peu conduc-



TAB. 2.1 – Les différents types de transistors à nanotube de carbone. a) Le nanotransistor à barrière unique. b) Le transistor à double barrière Schottky. c) Le nanotransistor à fortes polarisation. d) Le transistor diffusif.

trices. Ceci pose un problème dans le cas des grilles recouvrantes qui polarisent et dopent le canal seulement de manière locale [60], laissant des zones faiblement conductrices dans le canal. Cet effet s'ajoute à des barrières fortement Schottky en raison de la faible densité de porteurs dans le semiconducteur. Au contraire, les nanotubes obtenues par croissance CVD sont intrinsèquement dopés, ce qui réduit les barrières Schottky et évite aussi d'avoir des barrières locales supplémentaires dans les zones non-polarisés ou flottantes dans le cas des grilles recouvrantes.

Le choix de la métallisation en Pd [77, 72] et de la nature du dopage des nanotubes par croissance CVD permet de réduire fortement ces effets de résistance de contacts et de dopage. Pour les échantillons fabriqués au laboratoire [46], la transparence D des canaux est proche de $\sim 0,5$ dans le régime de faible énergie. L'ensemble des technologies actuelles convergent vers ce type de contacts.

Maintenant que les problèmes liés aux contacts ont été discutés nous pouvons aborder les différents régimes de transport propres à la longueur du canal ; les longs seront diffusifs et les courts seront balistiques.

Le canal diffusif

Le transport dans les nanotubes longs présente des caractéristiques de transport diffusif. La qualité de l'étude de ce régime est liée au contrôle de la qualité des contacts et du dopage intrinsèque des nanotubes, par conséquent les nanotubes sont obtenus par CVD et les contacts sont faiblement Schottky.

Les longueurs des nanotubes dépendent de la maîtrise de la croissance CVD et peuvent atteindre quelque centaines de μm comme pour la référence [92]. A partir de quelques mi-

comètres le régime de transport devient diffusif car on dépasse le libre parcours moyen électronique même à faible énergie. Dans ce régime le transport électronique est principalement décrit par le formalisme de Drude. Il est possible, par exemple, de définir une mobilité [80] pour les nanotubes. Cette mobilité est bien supérieure à température ambiante à celle de n'importe quel semiconducteur actuel. Dans l'étude de la référence [92], les mobilités mesurées sont de l'ordre de $10^5 \text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s}$ et de $2 \cdot 10^4$ pour la référence [80].

Dans le chapitre 1, à la section 1.3.2 (page 21), nous avons introduit le transport diffusif dans un conducteur et en particulier nous avons rappelé que les mécanismes de diffusion dans les nanotubes sont liés aux interactions électron-phonons. Les phonons acoustiques interviennent à haute température et à basse énergie et les phonons optiques interviennent à haute énergie comme dans la référence [80], l'énergie de ces phonons est de l'ordre de 200 meV . Dans le régime d'utilisation du FET, c'est à dire des hautes énergies de l'ordre de l'électron-volt, le courant I_{ds} sature à cause des phonons optiques à des valeurs de l'ordre de la $20 \mu\text{A}$ [74] proche de la valeur théorique attendue dans les conducteurs diffusifs 1.3.2.

Le canal balistique

Au contraire quand on se place à basse énergie et à basse température les longueurs de libre parcours moyen sont de l'ordre de plusieurs micromètres. Il est alors possible d'accéder au régime balistique du transport dans le canal dans le cas où les contacts sont en Pd et les nanotubes sont obtenus par CVD [72, 74]. A basse énergie, il est possible de fabriquer des cavités fabry-Pérots avec les nanotubes de carbone [70, 46]. Pour le deuxième article, qui fait référence aux échantillons fabriqués au laboratoire, la transmission des canaux devient proche de 1 et la conductance $G_{ds} \sim 4e^2/h$.

Pour l'étude des FET, nous sommes dans le régime des hautes énergies puisque les tensions appliquées sont de l'ordre de la bande interdite du nanotube semiconducteur soit de l'ordre de l'électron-Volt. Pour ces températures les libres parcours moyens sont très petits de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Quand on réduit les tailles du canal à ces dimensions la saturation du courant I_{ds} par les phonons optiques disparaît. Le courant peut alors dépasser les $60 \mu\text{A}$ pour un nanotube métallique [76].

La grille arrière et latérale

La première, la plus générale et la plus simple à fabriquer consiste à utiliser la face arrière du substrat de silicium comme grille. Cette grille générale est déjà présente, dans le cas d'un substrat dopé et permet d'appliquer un potentiel électrostatique sur l'ensemble de l'échantillon ; les contacts et le canal. Ce potentiel électrostatique classique agit sur le nombre de charge dans le canal. Il faut aussi noter que le travail au niveau des contacts peut être contrôlé afin d'ajuster les potentiels et d'éliminer la barrière Schottky des contacts. La seconde grille est une version localisée de la première, il faut la déposer près du nanotube, à 300nm par exemple. Il est possible avec ce type de grille de contrôler une partie du transistor indépendamment des autres, par exemple le nombre de charge dans le canal. Ces grilles latérales sont plus généralement utilisées dans les régime de boîtes quantiques dans les nanotubes de carbone à basse énergie pour séparer chaque contribution.

La grille recouvrante

La dernière catégorie est plus difficile à fabriquer puisqu'il faut contrôler bien plus d'étapes de fabrication. Un exemple de fabrication est décrit dans la partie expérimentale [à la section

3.1.2, page 58]. Cette grille n'est distante du nanotube que de quelques nanomètres et contrôle la transmission du canal de manière localisée et avec une très bonne efficacité. Toutefois, cette grille est à distinguer des autres car on contrôle non pas le nombre de charges dans le canal mais directement le potentiel chimique dans ce dernier dans la mesure où on s'approche de la limite $\epsilon_r/\epsilon_0 x$. C'est la différence entre le régime de capacité de grille géométrique ou classique et la capacité quantique d'un conducteur mésoscopique.

Dans la littérature certains groupes ont essayer de s'approcher de cette limite avec plus ou moins de succès. Sans être exhaustif, les oxydes peuvent être de différentes natures, en HfO_2 [103, 74] en TiO_2 [93, 94], en $SrTiO_3$ [91], en Al_2O_3 [57], en ZrO_2 [69], en oxyde de silicium [61, 79, 82, 83]. Le cas particulier de l'utilisation de l' H_2O à l'état liquide [85] pour fabriquer une grille, en raison des propriétés de fortes polarisation de l'eau est aussi une solution très performante. Les principales différences résident dans la valeur de la permittivité relative de l'oxyde (de 3 à 175), dans l'épaisseur de l'oxyde (de 2nm à quelques dizaines de nanomètres), et dans la nature de l'oxyde en particulier de la passivité de l'oxyde vis à vis de la qualité du nanotube.

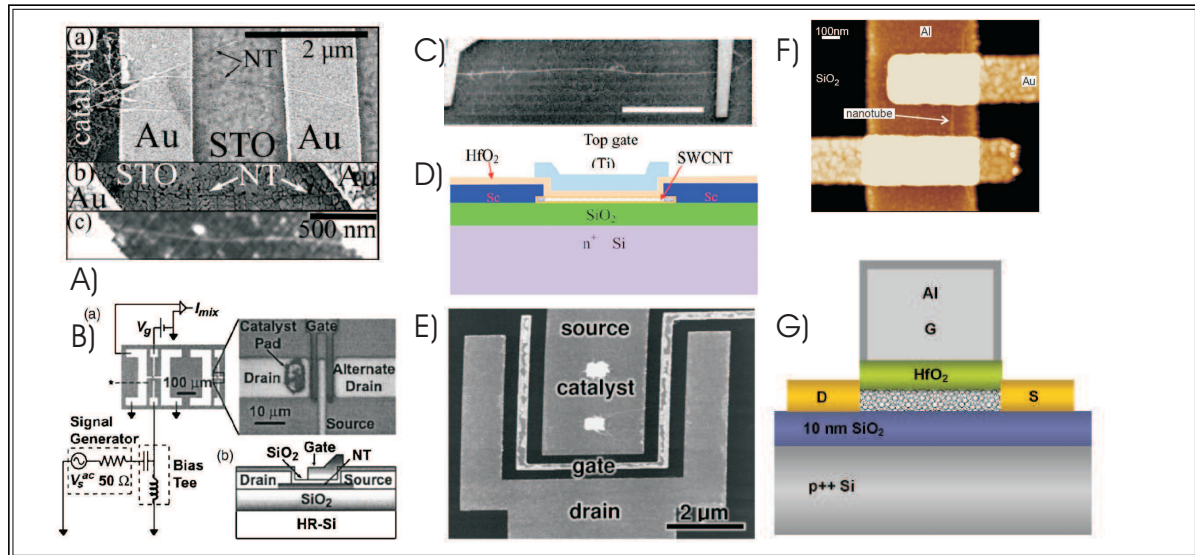
Pendant cette thèse j'ai eu l'occasion de mettre en pratique les trois types de grilles et de cibler les différences et intérêts de chacune [à la section 4.1.2, page 76]

2.1.2 Propriétés statiques : transconductance et capacité de grille

Transconductance d'un FET à nanotube

La transconductance d'un nanotube est la variation du courant dans le canal en fonction du potentiel de grille V_g .

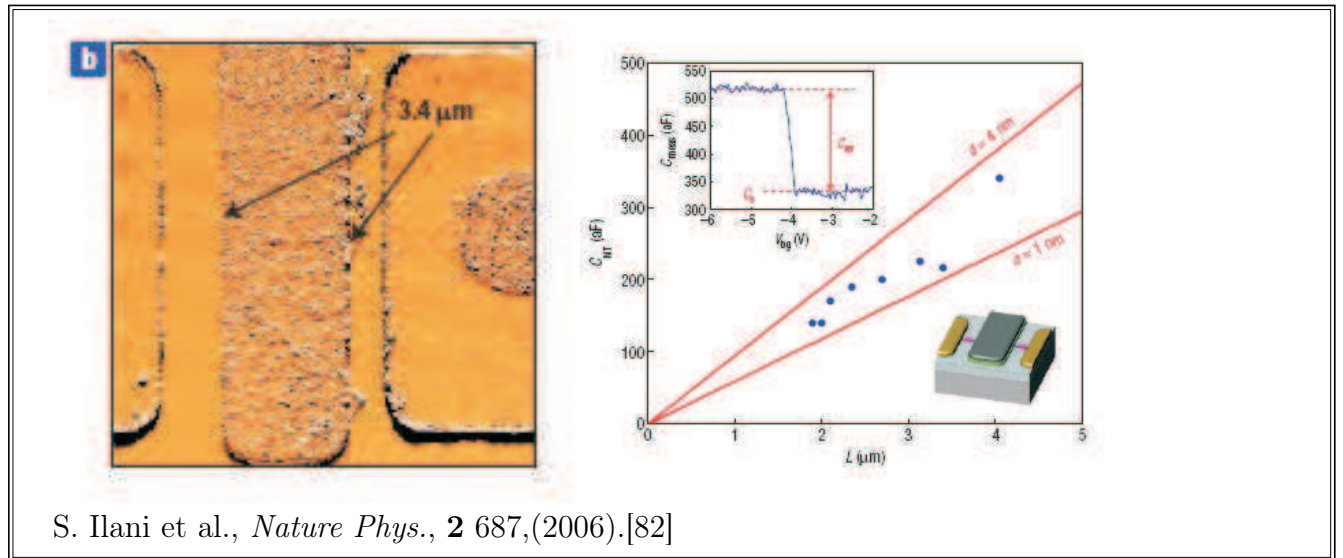
$$g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_g} \sim \frac{I_{sat}}{\epsilon_g} \quad (2.1)$$



TAB. 2.2 – a) Isolant de haut ϵ_r - Université du Maryland [91] , b) Université de Cornell [79], c) Long FET (157 μm)- Université du Maryland [92], d) Université de Pékin [103], e) NEC à Tsubuka (Japon) [94], f) Université de Delft [57], g) Université de Stanford [74]

Cette transconductance doit avoir comme valeur le rapport du courant maximum I_{sat} sur l'énergie qu'il faut pour passer dans l'état isolant du semi-conducteur soit ϵ_g . Cette

valeur dépend du type de régime de transport du nanotube et de l'efficacité du couplage à la grille. Elle dépend du choix du type d'oxyde et de l'épaisseur d'oxyde. Les meilleurs valeurs de g_m à ce jour pour un NT-FET avec un nanotube unique et une grille métallique, nous nous excusons pour les oublis éventuels, sont : $g_m = 5 \mu S$ [75], $7 \mu S$ [77], $8,7 \mu S$ [94], $9 \mu S$ [91], $12 \mu S$ [69], $20 \mu S$ [74] et $25 \mu S$ [103] (2008). Les valeurs maximum obtenus dans cette thèse sont $g_m = 12 \mu m$ pour un transistor, ce qui est comparable aux meilleurs résultats actuels de la littérature, les géométries, le choix de la métallisation et la croissance CVD des nanotubes sont par ailleurs d'autres points comparables.



TAB. 2.3 – Lacapacité de grille d'un nanotransistor a été comparé analogiquement et à basse fréquence avec une capacité de référence. Les valeurs de capacité quantique obtenues sont de l'ordre de $70 \text{ aF}/\mu m$. Les mesures ont été effectués sur des échantillons possédant une longue grille semblable à certains de nos échantillons. Les résultats sont en accord avec ceux présentés dans cette thèse qui sont mesurés cette fois en régime dynamique du transistor.

Capacité de grille

Les nanotubes étant similaires dans la plupart des dispositifs, la valeur de la capacité de grille dépend essentiellement de l'épaisseur de l'oxyde, de la longueur de la grille et du type d'oxyde utilisé. Par contre quelque soit le type de grille les valeurs de capacités restent très petites et leur mesure reste difficile. La littérature sur des mesures de capacité de grille de NT-FETs reste rare [82]. Précédemment au chapitre 1, les concepts de capacité géométrique et de capacité quantique ont été introduits et sont repris ici [section 1.4.1, page 25].

Capacité géométrique : La capacité géométrique entre un cylindre et un plan s'exprime, en première approche, de la manière suivante :

$$C_{geo} = 2\pi\epsilon_r\epsilon_0 \frac{L}{\ln(4r/d)} \quad (2.2)$$

Avec la constante diélectrique ϵ_r de l'isolant de la grille en alumine, ϵ_0 la permittivité du vide, l'épaisseur de l'oxyde r et L la longueur de la grille.

Les valeurs théoriques attendues pour un nanotransistor de carbone avec les dimensions suivantes : ϵ_r de l'isolant d'une grille en alumine vaut 11 et l'épaisseur de l'oxyde r est de

6nm. avec ϵ_0 la permittivité du vide et L la longueur de la grille est estimée à 300nm. Cette capacité vaut $\sim 100aF/\mu m$

Capacité quantique : La capacité quantique correspond à la densité d'états dans le nanotube et vaut dans le régime où la densité est constante

$$C_Q = \frac{8e^2}{hv_F} \quad (2.3)$$

Cette capacité vaut $\sim 400aF/\mu m$ pour les dimensions et les propriétés décrites précédemment

Le paramètre de couplage quantique β_g : Nous avons vu précédemment que la capacité totale est la somme en série de la capacité géométrique et quantique. Nous pouvons définir un paramètre β_g qui est le rapport de ces deux capacités. Ce paramètre tend vers deux limites et deux régimes différents.

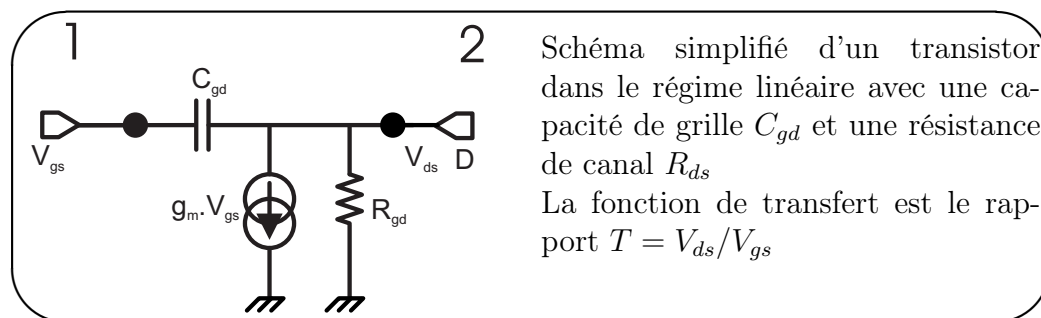
$$\beta_g = \frac{C_{geo}}{C_Q} \quad (2.4)$$

Quand $\beta_g \rightarrow 0$, le régime est classique alors que pour $\beta_g \rightarrow \infty$, le régime est quantique.

La capacité totale C_μ est la somme de deux capacités en série $((C_Q)^{-1} + (C_{geo})^{-1})^{-1}$ et vaut

$$C_\mu = \frac{\beta_g}{1 + \beta_g} C_Q = g^2 C_Q \quad (2.5)$$

La seconde égalité utilise la notation $g = \sqrt{\frac{C_\mu}{C_Q}}$ introduite par Blanter et al. [51]. Le facteur g est parfois appelé paramètre de Lüttinger pour des raisons qui apparaîtront plus clairement par la suite.



TAB. 2.4 – Schéma petits signaux simplifié d'un transistor

2.1.3 Propriétés dynamiques : fréquences de coupure et bruit

Fréquences de coupure

Maintenant intéressons nous au régime d'excitations hautes fréquences du transistor. Par exemple nous prenons des polarisations typiques de $-0.5V$ pour la tension de grille et pour la tension drain source et ensuite nous excitons le système de manière non perturbatrice par comparaison aux amplitudes des polarisations, par exemple -13dBm. Les propriétés intrinsèque au transistor g_m et C_g ne sont presque pas modifiées quand on change l'amplitudes d'excitation : c'est le régime linéaire. Nous passons en revue les propriétés de réponse de notre transistor dans ce régime.

Comme pour n'importe quel composant électronique, il est légitime de se demander qu'elle est la fréquence de coupure du nanotransistor à nanotube. Car précédemment, nous avons admis que cette fréquence est importante pour l'amplification de charge du transistor [section 1.1.3, page 12].

Le schéma équivalent à petits signaux en régime linéaire du transistor (tableau 2.4), sans tenir compte des capacités extérieures, parasites, contient trois composants. Une source de courant $g_m V_{gs}$ qui modélise l'action de la grille sur la conductance du canal, R_{ds} qui est la résistance du canal et C_{gd} qui est la capacité de grille du côté drain. Par la suite, nous tiendrons aussi compte de la capacité C_{gs} entre grille et source pour obtenir tous les termes de la capacité totale. Finalement, un calcul simple nous donne la fonction de transfert T d'un tel dispositif, à fréquence finie. Elle fait apparaître 2 fréquences de coupure, la fréquence de coupure ω_T et la fréquence de coupure ω_{RC} .

$$T = G \frac{1 - j \frac{\omega}{\omega_T}}{1 - j \frac{\omega}{\omega_{RC}}} \quad (2.6)$$

avec

$$\omega_{RC} = \frac{1}{R_{ds} C_{gd}} \quad \text{et} \quad \omega_T = \frac{g_m}{C_{gd}} \quad \text{et} \quad G = \frac{\omega_{RC}}{\omega_T} = g_m R_{ds} \quad (2.7)$$

G est l'équivalent du gain de tension en régime continu. Par contre, ici, g_m et R_{ds} sont des propriétés hautes fréquences. On peut voir apparaître deux régimes pour lesquelles $G < 1$ et $G > 1$.

Pour $G \gtrsim 1$, ou $g_m R_{ds} \gtrsim 1$, c'est la fréquence ω_{RC} qui domine. Le système correspond à un dispositif haute impédance et de faible capacité de grille, ce sont typiquement les dispositifs à grilles latérales et à basse fréquences. Il est question ici de la résistance du canal qui domine l'effet de la grille sur le canal.

Pour $G < 1$, ou $g_m R_{ds} < 1$, c'est la fréquence de transit ω_T qui domine. Elle correspond à la fréquence d'excitation sur la grille, pour laquelle la dynamique des charges dans le canal n'est plus assez rapide pour répondre à la dynamique de charge sur la grille. Autrement dit les charges dans le canal se déplacent d'une longueur L avec un temps τ limité. Les dispositifs correspondant ont un très bon couplage canal-grille et ont une résistance très faible, le plus souvent en raison d'une résistance de coupure 50Ω en parallèle. Ces transistors sont principalement des dispositifs hautes fréquences et de fort g_m .

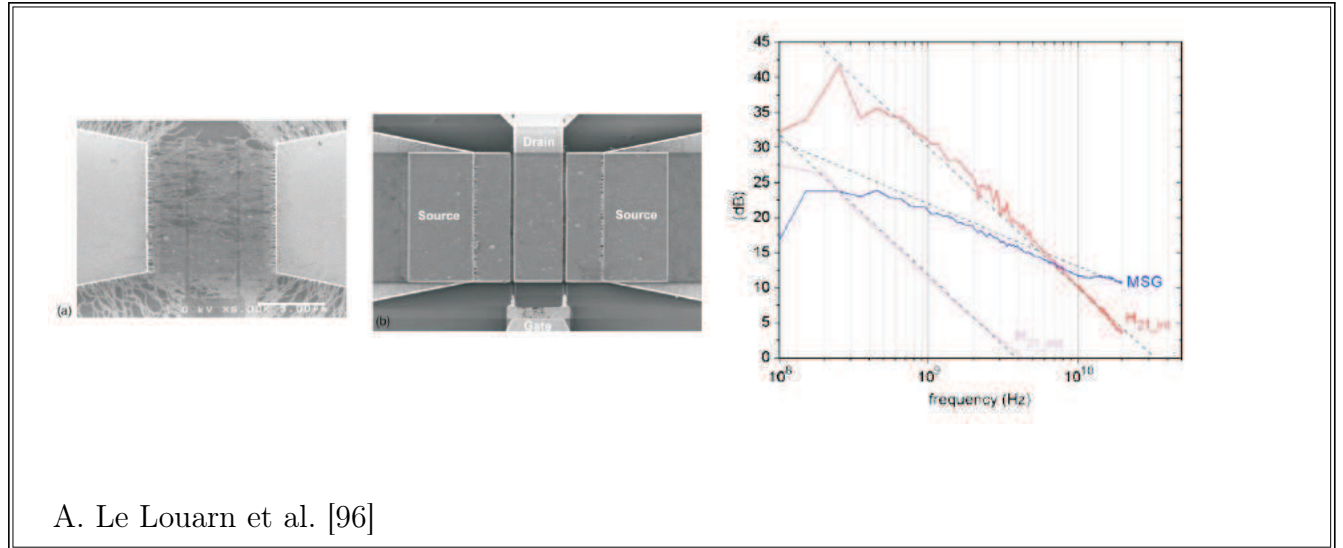
Le paramètre intéressant pour les applications technologiques et créer des portes logiques est le gain de courant $H_{21} = I_{ds}/I_g$, si ce gain reste supérieur à 1 les pertes de signal sont nulles sur des circuits intégrés composés avec de tels dispositifs.

$$H_{21} = 1 + j \frac{\omega_T}{\omega} \quad (2.8)$$

La plupart des recherches actuelles, en régimes hautes fréquences, sur les transistors à nanotube de carbone tentent de démontrer les capacités impressionnantes d'amplification de courant des nanotubes de carbone par rapport à leurs dimensions nanométriques et de mesurer H_{21} .

Les mélangeurs

Le fonctionnement en pratique d'un transistor amène principalement à considérer la transmission du transistor quand on excite directement la grille. Jusqu'au travail dans cette thèse cette transmission n'a pas été directement mesurée dans le cas du nanotube unique et monoparoi pour des fréquences dans le GHz.



TAB. 2.5 – Transistor multitube. Un dispositif ayant pour canal un ensemble de nanotube en parallèle a été étudié dans le régime GHz. Le paramètre mesuré ici est le gain en courant, H_{21} , et sa fréquence de coupure qui culmine à 30 GHz pour cet échantillon. La résistance du canal est fortement réduite par la mise en parallèle d’un grand nombre de tubes.

Toutefois de nombreuses méthodes ont été utilisées pour déduire la fréquence de coupure du nanotube. La plupart de ces méthodes utilisent la méthode des mélangeurs (figure 2.2, b, [79]). Le principe de base est le suivant, on excite le canal avec une onde haute fréquence $V_{ds,exc}$ jusqu’à 50 GHz, les effets non-linéaire de $I_{ds}(V_{ds,exc})$ ont pour conséquence l’apparition d’une composante non-linéaire au courant continu I_{ds} qui dépend de la fréquence d’excitation. Ce terme est facilement mesurable puisque continu. L’étude de cette composante non-linéaire permet une approche des fréquences de fonctionnement de dispositifs non-linéaires sans vraiment connaître les valeurs des paramètres du transistor à haute fréquence. De plus, ces transistors, d’après les géométries proposés par ses composants, ne sont pas de bons candidats pour la détection des électrons comme présenté au chapitre 1.

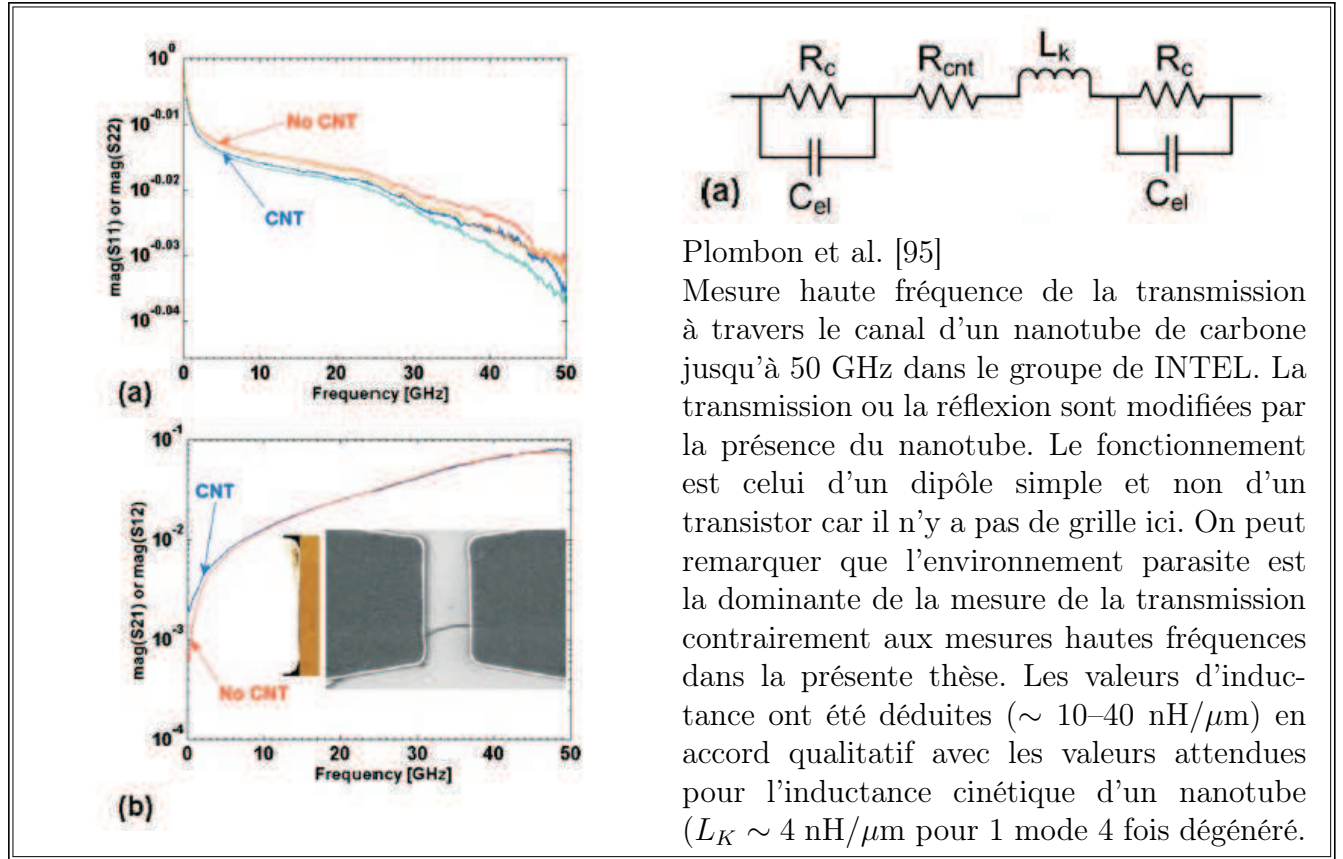
Admittance du canal

Il faut ajouter qu’il est aussi possible de mesurer la transmission d’un simple dipôle formé par le canal d’un nanotube de carbone en excitant un des contacts du nanotube à haute fréquence. Le système est plus simple que le transistor car il ne possède pas de grille. Le système est alors modelisé comme l’addition en série de trois composants que sont la résistance du canal et des contacts, l’inductance du canal et les capacités des contacts. Dans l’article [95], il a été démontré que la valeur de l’inductance cinétique était mesurable par simple soustraction de l’environnement.

Nous avons passé en revue les différentes propriétés des NT-FET. Nous avons abordé les intérêts et le cadre expérimental propres aux propriétés de transistors tel que la transconductance et la capacité de grille ainsi que la fréquence de coupure et la relation entre ces 3 composantes.

Le bruit

Nous avons vu précédemment que la résolution de charge du transistor est fortement liée au bruit de notre transistor, par conséquent il faut étudier la nature et la grandeur du



TAB. 2.6 – Inductance cinétique d'un nanotube monoparoi

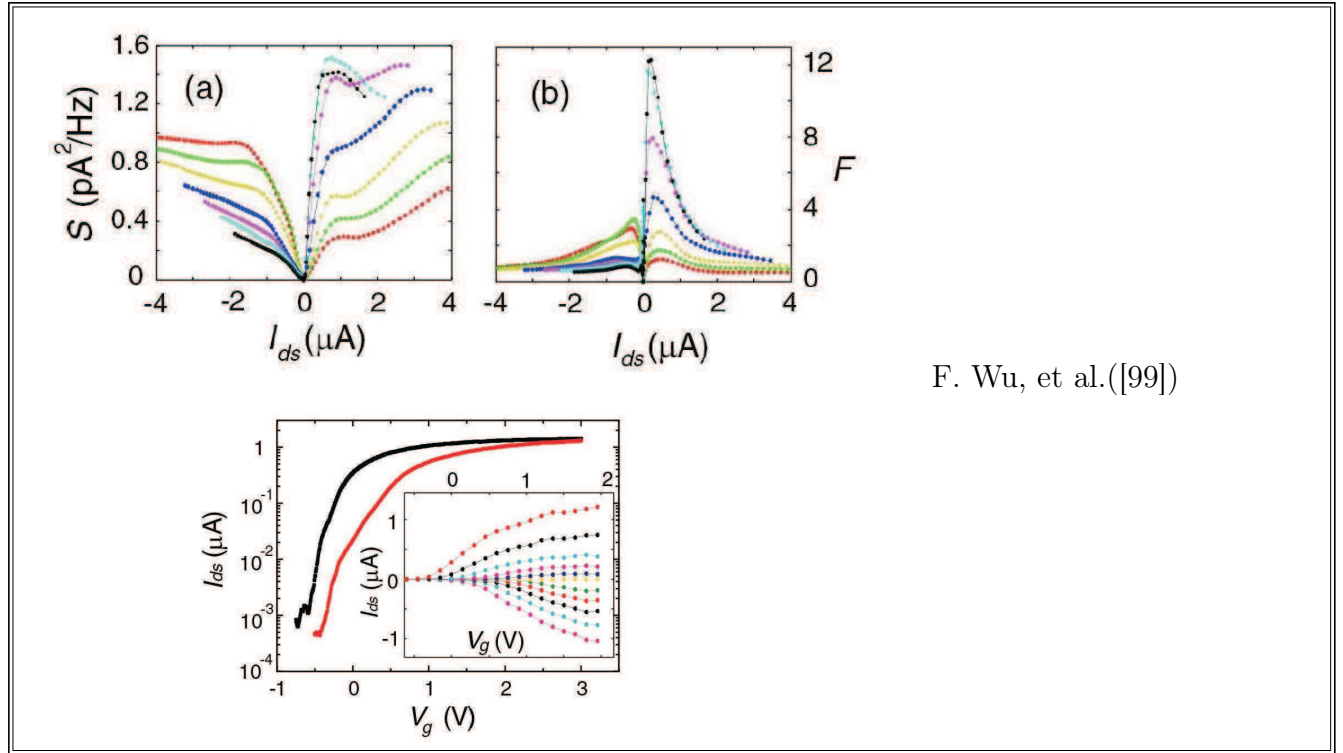
bruit d'un tel dispositif. A basse température, le bruit de Johnson-Nyquist du nanotube de carbone est fortement réduit mais dans notre cas il est difficile de ne pas prendre en compte le bruit de grenaille hors-équilibre. En effet, celui-ci apparaît lorsque le nanotube est polarisé et de transmission comprise entre 0 et 1, c'est le cas de notre nanotube de carbone en mode transistor. La question essentielle est de connaître la valeur du facteur de fano d'un tel dispositif.

Le bruit en $1/f$ est étudié dans la littérature plus précisément à basse fréquence. Pour la dépendance du bruit en fréquence, elle n'a pas encore vraiment été étudiée dans la bande passante hautes fréquences de 100 à 900 MHz que nous allons aborder par la suite.

2.2 Revue des modèles

Après la revue des expériences on va pouvoir s'intéresser aux principaux modèles proposés pour décrire les propriétés statiques, dynamiques et le bruit des transistors à nanotube unique. Le but est de connaître à la fois la distribution des charges dans le conducteur et le champ de potentiel. Le second se déduit du premier par les lois de l'électrostatique ; il est introduit comme paramètre dans les équations du mouvement des charges. La solution est obtenue de manière auto-cohérente par une méthode itérative.

La géométrie du système joue donc ici un rôle important. Comme on a vu précédemment, le modèle de transport qui décrit la conductance dans les nanotubes dépend fortement des dimensions du canal et de la grille. Nous nous intéresserons plus spécifiquement aux dispositifs les plus performants ; ce sont ceux réalisés à partir de nanotubes CVD, qui ont naturellement



F. Wu, et al.([99])

TAB. 2.7 – Bruit de grenaille d'un transistor à nanotube multiparois. Mesure de bruit pour un nanotube multi-paroi avec une grille arrière. Les valeurs de saturation du bruit sont équivalentes aux grandeurs que l'on a mesuré. La sensibilité est comparable à celle de notre système mais pour un signal continu d'un ordre de grandeur inférieur comparé au bruit des amplificateurs par exemple. Dans cet article, seule l'intégrale du spectre haute fréquence est mesurée.

un dopage de type p, dotés d'une grille recouvrante pour un contrôle local de la barrière et dépourvus de barrière Schottky aux contacts par un choix optimisé des métallisations. Pour les besoins de la discussion et des illustrations on conservera les notations standards avec un drain polarisé positivement correspondant à la conductance de type électrons. Les rôles respectifs des électrodes sont conservés dans les mesures avec un transport de type trous et un drain polarisé négativement.

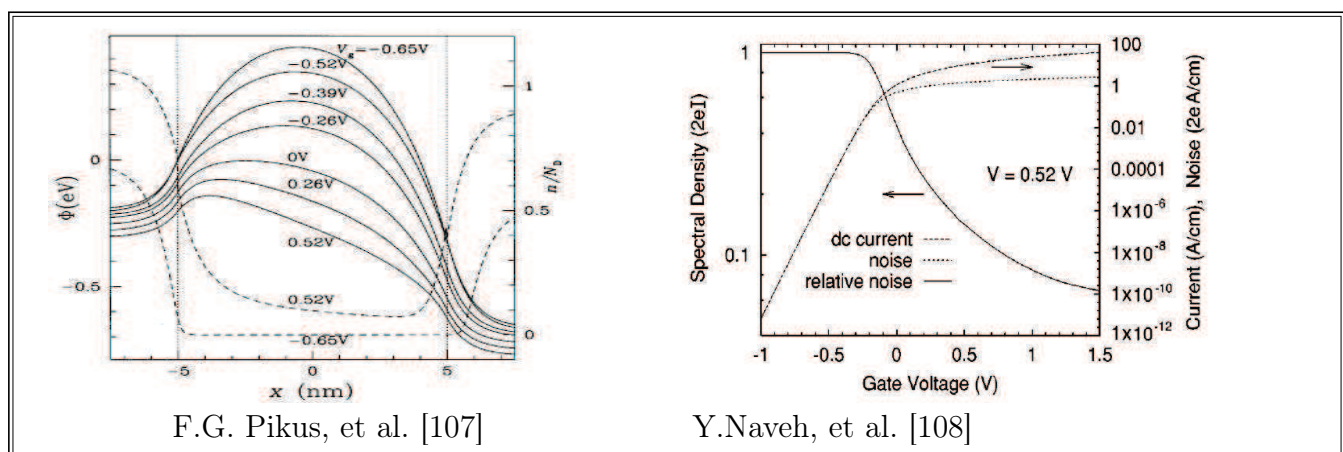
D'après les mesures dc, on sait que selon la longueur du canal et la tension de polarisation V_{ds} , on aura un régime de transport balistique ou diffusif. On sait que à haute énergie ($V_{ds} \gtrsim 0.5$ V), le libre parcours moyen est limité à quelques dizaines de nanomètres par l'émission de phonons optiques [38, 76]. A basse énergie et haute température, le libre parcours moyen est limité par les collisions avec les phonons acoustiques [78, 80]. A basse température il peut atteindre quelques microns de sorte que la transmission électronique est limitée par la seule transmission des contacts et donne lieu à des interférences de type Fabry-Pérot [70, 46].

Dans ce qui suit nous discutons quelques modèles représentatifs des deux familles de dispositifs : les transistors balistiques et diffusifs.

2.2.1 Le nanotransistor balistique

L'intérêt pour les nanotransistors balistiques a précédé l'avènement des dispositifs à nanotube de carbone. Dès la fin des années 90, les théoriciens se sont penchés sur les performances des MOSFETs de longueur nanométrique [107, 108], anticipant ainsi l'évolution prévue par

la loi de Moore de la taille des dispositifs qui atteint aujourd'hui les 50 nm. Le fonctionnement de ces nanotransistors est *a priori* différent du mode classique et ceci pour deux raisons principales. La première est que quand la longueur du canal devient comparable à l'échelle spatiale de variation du potentiel de grille, la forme de la barrière de potentiel résultante est "amollie" ce qui a des conséquences sur la transmission et sa dépendance en énergie. La seconde tient à ce que la concentration de porteurs dans le canal est déterminée, non plus par les dopants du canal qui sont en nombre négligeable, mais par les contacts qui assurent le dopage. L'ensemble conduit à une description assez universelle du comportement de ces nanotransistors balistiques comportant un minimum de paramètres phénoménologiques. Ce modèle peut donc servir de point de départ pour décrire le comportement des transistors à nanotubes balistiques.



TAB. 2.8 – Gauche : Forme du potentiel déduit des équations de poisson en présence d'une grille et pour une polarisation de source non nulle ainsi que la densité d'états le long de l'axe du tube. . Droite : Dans le cas du MOSFET, le courant et le bruit saturent avec la tension de grille V_g pour un régime où le nanotube est complètement ouvert. Cependant il est intéressant de remarquer que la saturation du bruit est bien plus marquée comparée à celle du courant. Cette remarque est importante car elle a été observée de manière expérimentale dans cette thèse.

En référence [107] Likharev et al. calculent les caractéristiques courant-tension non linéaires de MOSFETs de longueurs 4–15 nm avec double grille (dessus-dessous). La densité de porteurs $n(x)$ le long du canal est obtenue en résolvant l'équation de Poisson en régime stationnaire (courant uniforme), avec une vitesse des porteurs calculée pour un modèle de bande parabolique décalée en énergie en fonction du potentiel local (voir figure 2.8.a). Dans ce modèle l'énergie caractéristique qui contrôle la non-linéarité des caractéristiques est l'énergie de Fermi des contacts. Ce modèle permet d'évaluer les variations du gain en fonction de la longueur du canal et de tenir compte des effets de canal court. Connaissant la loi de transmission en énergie, il permet de calculer le bruit de grenaille et ainsi de mettre en évidence la saturation du bruit à fort courant. En effet, dans le régime $eV_{ds} \gtrsim E_F$ le nombre de modes de transport est indépendant de la tension de sorte que l'augmentation résiduelle du courant, $I \simeq D(V_g, V_{ds})E_F e/h$, vers la saturation totale ($I \simeq E_F e/h$) tient à l'augmentation de la transmission sous l'effet de la diminution de la barrière effective ($\Delta^* \simeq \Delta - eV_{ds}/2$). Le bruit, $S_{II} \simeq E_F D(1 - D)e^2/h$ sature à une valeur $\sim E_F e^2/2h$ alors que le courant continue d'augmenter. Cette saturation du bruit est visible dans les mesures sur les transistors à nanotube multiparois de la figure 2.7 à la page 41 (polarisation négatives). Nous reviendrons sur cet effet au moment de discuter nos propres mesures au chapitre 5 et proposerons un mécanisme

alternatif pour les transistors en mode ouvert, lié cette fois à la diffusion inélastique par les phonons optiques dans le canal.

Il convient de mentionner une seconde approche basée sur les modèles de transistors à nanofil semiconducteur en les adaptant au cas des nanotubes de carbone. C'est la direction adoptée par exemple dans les références [109] et [110]. Notons que dans ces modèles, la fréquence de coupure des transistors n'est pas calculée.

2.2.2 Le nanotransistor diffusif

Le régime diffusif correspond au mode de fonctionnement plus classique des transistors. Le contexte est alors simple, il faut que les longueurs du transistor soit plus grandes que le libre parcours moyen ce qui généralement le cas des transistors de dimensions micrométriques. La diffusion électronique étant distribuée sur toute la longueur du canal, le champ électrique sous la grille est supposé uniforme et le potentiel varie linéairement comme indiqué sur la figure 2.1, D, page 33. Un paramètre important du transport est la mobilité $\mu = v/E$ qui relie vitesse de diffusion et champ électrique. Avec $n = C_g V_g / Le$, la densité électronique dans le canal et V_g le potentiel de grille (mesuré à partir de la tension d'ouverture du canal), on peut donc définir la mobilité de deux manières :

$$\mu = \frac{L^2}{C_g} \frac{\partial^2 I_{ds}}{\partial V_{ds} \partial V_g} = \frac{L^2}{C_g} \frac{\partial G_{ds}}{\partial V_g} = \frac{L^2}{C_g} \frac{\partial g_m}{\partial V_{ds}} \quad (2.9)$$

Dans la référence [80], McEuen et al. développent un modèle de transistor diffusif adapté à la structure de bandes des nanotubes semi-conducteurs. Partant de la relation de dispersion des nanotubes [Eq.(1.16) page 18], de la densité d'états [Eq.(1.19) page 18], et utilisant la règle d'or de Fermi, ils tirent la dépendance en énergie du taux de collisions $\tau^{-1} = \tau_0^{-1}(v_0/v_F)$, où τ_0 est la valeur asymptotique loin du bord de bande. La conductance et la mobilité s'écrivent en fonction du libre parcours moyen au niveau de Fermi $l_F = v_F \tau$, sous la forme

$$G_{ds} \simeq \frac{4e^2}{h} \frac{l_F}{L} = \frac{4e^2}{h} \frac{l_0}{L} \frac{(V_g/a)^2}{1 + (V_g/a)^2} \quad , \quad \mu = \frac{e\tau_0}{m^*} \frac{(V_g/a)}{(1 + (V_g/a)^2)^2}, \quad (2.10)$$

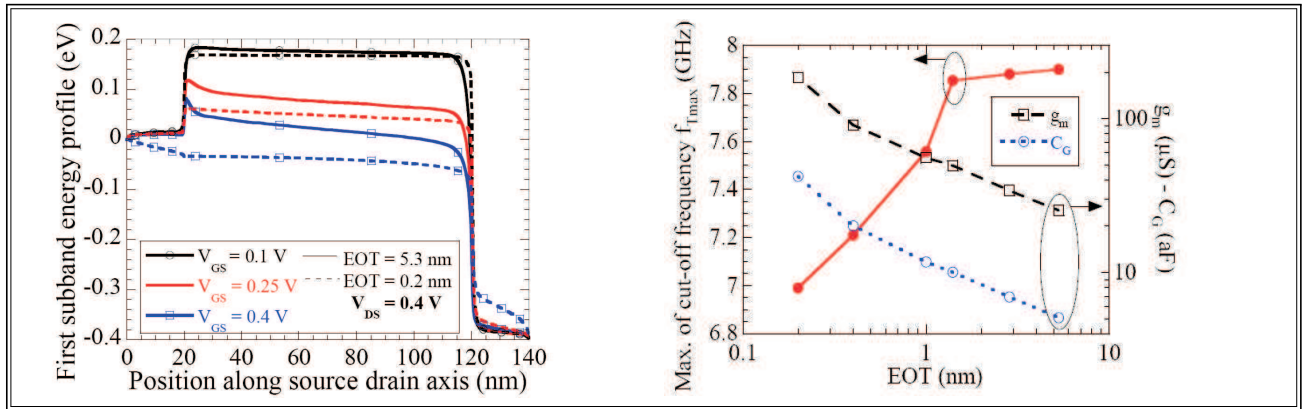
où $l_0 = v_0 \tau_0$ et $a = \frac{8eL}{3\pi d C_g}$, avec d est le diamètre du nanotube. Dans l'expression ci-dessus, la mobilité présente un maximum en fonction de la tension grille à $\mu_{max} = 0.32 e\tau_0/m^*$. Leurs mesures sur une large gamme de longueurs et de diamètres de tubes confirment la dépendance en tension de grille ci-dessus [80]. La dépendance en température $\mu \propto 1/T$ confirme le mécanisme de diffusion par les phonons acoustiques avec $\mu_{max} \simeq 10^4 \text{ cm}^2/\text{V/s}$ à température ambiante. Ces valeurs sont en accord avec des mesures antérieures [92]. La divergence en bord de bande du taux de diffusion a été observée dans des mesures de localisation sur des nanotubes multiparois [101].

On peut estimer le temps de transit $\tau_T = 1/\omega_T$ dans le transistor par le temps de relaxation d'une fluctuation de la charge du canal $\delta q = eL\delta n = C_g \delta V_g$ en écrivant $\delta I_{ds} = \delta q/\tau_T = e\mu V_{ds} \delta n$. On trouve $\tau_T = L^2/(\mu V_{ds})$ qui n'est autre que le temps de diffusion électronique sous la grille. Dans un régime où μ serait indépendant de V_{ds} on aurait d'après (2.9) $g_m \simeq \omega_T C_g \propto V_{ds}$ ce qui établit la relation entre la fréquence de transit déduite de la dynamique de charge dans le canal en régime linéaire et la coupure en fréquence du gain en courant d'un transistor polarisé (voir equation 2.9 ci-dessus).

2.2.3 Simulations numériques

Les simulations numériques permettent de traiter des situations plus réalistes correspondant aux cas intermédiaires où il y a mélange d'effets balistiques et diffusifs dans le transport. Les simulations sont basées sur des méthodes Monte-Carlo [111] ou NEGF (Non Equilibrium Green Functions : [112, 113]). Elles prennent en compte toutes les interactions des électrons avec leur environnement. Elles permettent aussi de traiter des géométries plus réalistes des dispositifs. Ces techniques sont largement utilisées pour la conception et l'optimisation des MOSFETs. Un certain nombre de groupes se sont intéressés au cas des transistors à nanotubes de carbone en prenant en compte de manière quantitative les différents mécanismes de diffusion et leur dépendance en énergie. La revue détaillée des méthodes et résultats déborde du cadre de cette thèse. A titre d'exemple, nous discutons brièvement ci-dessous les résultats obtenus dans le groupe de l'IEF et reportés notamment dans les références [114] et [111].

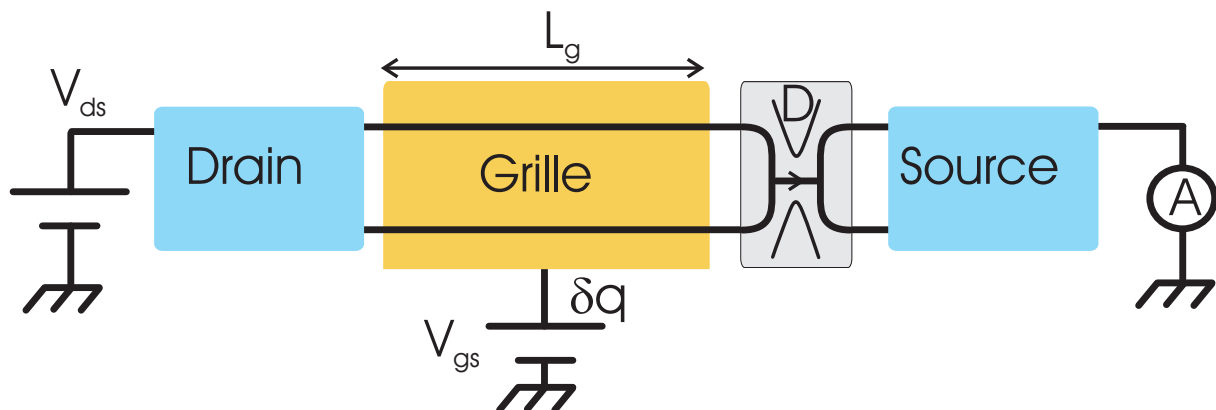
En référence [111] les auteurs simulent le fonctionnement d'un transistor à nanotube monoparoî polarisé, de longueur variable et diamètres $d = 0.8\text{--}4.6\text{ nm}$, avec grille coaxiale. L'épaisseur du diélectrique est aussi variable et exprimée en épaisseur de SiO_2 équivalente (EOT). Le modèle prend donc en compte les effets de capacité quantique. Il traite de la diffusion intra et interbandes, intra et inter-sousbandes, par les phonons acoustiques et optiques. Les informations obtenues sont riches : on déduit la fraction d'électrons balistiques en fonction de la longueur et du diamètre du tube, le courant de saturation ($30\text{ }\mu\text{A}$ à 0.4 V), le profil de potentiel (figure 2.9,a), la capacité de grille et ses contributions électrostatique et quantique. En particulier les auteurs trouvent une capacité quantique effective à faible polarisation de $500\text{ aF}/\mu\text{m}$, ce qui correspond à une vitesse effective $\tilde{v}_F \simeq 6 \times 10^5\text{ m/s}$ légèrement inférieure à la vitesse limite $v_0 = 8 \times 10^5\text{ m/s}$ du nanotube fortement dopé. En fonction de l'épaisseur d'oxyde, la transconductance varie de $30\text{ à }100\text{ }\mu\text{S}/\mu\text{m}$ et la capacité de grille de $3\text{ à }30\text{ aF}/\mu\text{m}$. De manière remarquable, la fréquence de transit $f_T = g_m/2\pi C_g$, qui monte à 800 GHz pour des EOT supérieures au nanomètre, décroît significativement à très faible épaisseur d'oxyde, quand le couplage approche la limite quantique.



TAB. 2.9 – D'après H. Cazin d'Honinethun et al., 2007 ([111]). Gauche : barrière de potentiel d'un transistor à nanotube avec grille cylindrique enroulante. Droite, fréquence de transit, transconductance et capacité totale de grille en fonction de du couplage de la grille exprimée par l'épaisseur d'oxyde de silicium équivalente.

Si l'ordre de grandeur élevé (sub THz) des fréquences de transit théoriques était déjà reporté dans la littérature [115, 113], l'effet de ralentissement à fort couplage nous semble nouveau et significatif. Les auteurs l'attribuent à l'écrantage du champ électrique drain-source par la grille. Par ailleurs, les meilleures fréquences de transit obtenues expérimentalement

(30 GHz mesuré sur des transistors multitubes et 50 GHz extrapolé sur nos transistors monotubes) restent un ordre de grandeur en deçà de la limite théorique. Pour rendre compte de ces différences, on peut bien sûr invoquer des imperfections géométriques, on peut aussi s'interroger sur l'importance des *effets mésoscopiques* comme l'inductance cinétique et la capacité mésoscopique qui sont négligés dans les modèles traditionnels de MOSFETs. Ces considérations ont motivé la description mésoscopique du transistor proposée ci-dessous, qui n'a pas prétention à être quantitative mais plutôt une approche heuristique jetant les bases d'un modèle purement mésoscopique de nano-transistor.

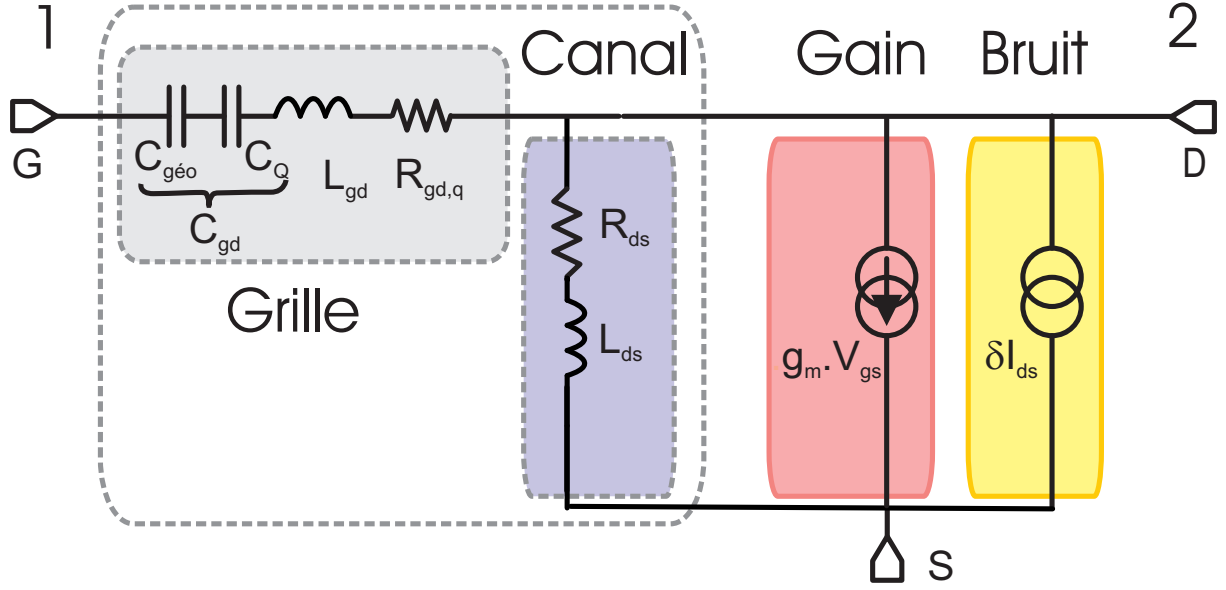


TAB. 2.10 – Schémas d'un nanotransistor élémentaire constitué d'un canal balistique en série avec une barrière tunnel.

2.3 Modèle de transistor mésoscopique

Pour décrire les propriétés statiques et dynamiques des transistors à nanotube de carbone, nous avons considéré précédemment des approches basées sur des adaptations de modèles de transistors diffusifs ou balistiques classiques. Aucun ne fait réellement crédit au caractère mésoscopique du transport dans les nanotubes, caractère dont on sait par expérience (voir paragraphe 1.4.3 page 28) qu'il affecte profondément les propriétés dynamiques, lesquelles nous concernent au premier chef. Les mesures de temps de relaxation de capacité et d'inducteur mésoscopiques réalisées dans les gaz bidimensionnels d'électrons, où les interactions ont un rôle secondaire, ont illustré les effets importants de la cohérence de phase et de la chiralité. Avec les nanotubes de carbone, on a affaire à un fil quantique unidimensionnel aux dimensions ultimes pour lequel les interactions électroniques jouent un rôle central. En plus de son intérêt pratique évident, la géométrie du transistor à nanotube mésoscopique représente un paradigme de transistor mésoscopique dans lequel les propriétés de diffusion, d'interaction et d'écrantage sont mêlées de manière intime et ajustable, au moins pour ce qui est de la transmission et l'écrantage.

Dans cette section nous proposons un modèle élémentaire de transistor mésoscopique monomode, en mettant l'accent sur les propriétés dynamiques. Le cas des nanotubes monoparois en dérive directement en tenant compte de la dégénérescence par 4 du mode de transport. Les propriétés de bruit ne sont pas abordées.



TAB. 2.11 – Schéma électrique équivalent de nano-transistor mésoscopique

2.3.1 Réseau d'admittances

Nous avons introduit au paragraphe 1.4 page 24 les notions d'admittance (conductance complexe : $A(\omega) = G + j\omega E + \dots$) et d'émittance E que nous avons illustrées sur deux exemples de conducteurs à deux terminaux de type inductif et capacitif. Le caractère mésoscopique se manifeste par l'interdépendance des propriétés des éléments associés dans les circuits qu'ils soient série ou parallèle. Par exemple le fait que la résistance de relaxation de charge n'a pas la dépendance en transmission de la résistance de Landauer ou que le temps de relaxation L/R d'un circuit L-R puisse être indépendant de la résistance ce qui revient à dire que l'inductance d'un fil est inversement proportionnelle à la transmission de la barrière qui lui est adjacente.

C'est la même approche qu'on se propose d'employer ici pour décrire les propriétés dynamiques d'un nanotransistor vu comme un conducteur quantique à trois terminaux (drain, source et grille). Plus spécifiquement, nous adoptons le modèle le plus basique qui rende compte de l'effet transistor à savoir un fil balistique semiconducteur en série avec une barrière tunnel comme indiqué sur le croquis de la figure 2.10 ci-dessus. La grille contrôle à la fois et de manière indépendante la transmission D de la barrière et la charge δq du canal.

Pour décrire la réponse linéaire petit signaux du transistor nous adoptons le schéma basse fréquence classique des électroniciens (voir par exemple la fig.5a de la référence [96]) dont nous simplifions la géométrie sur la figure 2.11 pour ne retenir que les admittances grille-drain A_{gd} et drain-source A_{ds} (on peut facilement symétriser le circuit en ajoutant une admittance grille-source $A_{gs} \sim A_{gd}$). En comparaison du schéma simplifié classique 2.4 page 37, les admittances intègrent les effets de capacité et d'inductance mésoscopiques propres au régime balistique ¹.

Le transport AC grille-drain (et/ou grille source) est analogue à celui de la capacité mésoscopique du paragraphe 1.4.1 (page 25). La différence tient à ce que cette fois le conducteur quantique est non plus une cavité mais un fil quantique contacté à ses deux extrémités et que la capacité quantique à considérer est renormalisée par les fortes interactions électroniques dont les fils quantiques sont le siège. Le problème de la dynamique de relaxation de charge

¹Notons que ces effets deviennent négligeables en régime diffusif et/ou dans les conducteurs métalliques

dans un fil quantique a été étudié théoriquement par Blanter et al. [51] dans le cas d'un fil balistique ($D = 1$) connecté à ses deux extrémités, en régime cohérent. Ils trouvent à basse fréquence le développement suivant :

$$A(\omega) = jC_\mu\omega + R_qC_\mu^2\omega^2 + j\left(\frac{1}{3g^2} - 1\right)R_q^2C_\mu^3\omega^3, \quad (2.11)$$

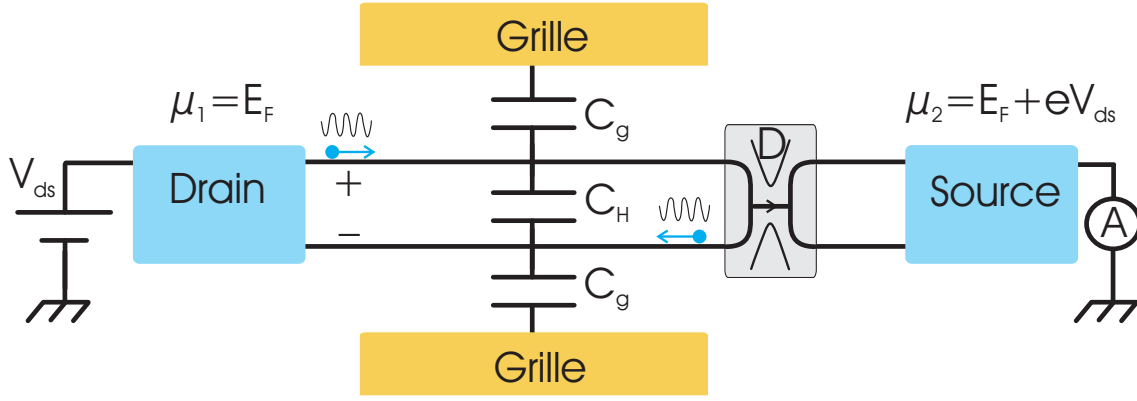
où $C_\mu = g^2C_Q$ est la capacité électrochimique, $C_Q = 8e^2/(hv_F)$ et $R_q = h/4e^2$ sont la capacité quantique et la résistance de relaxation de charge (régime cohérent). g est le paramètre d'interaction relié à notre paramètre $\beta_g = C_g/C_Q$ par $g = \sqrt{\beta_g/(1 + \beta_g)}$. En comparant l'équation (2.11) avec le développement (1.33) de la page 24 pour un circuit RLC série, nous remarquons que le terme d'interaction en $1/g^2$ peut être pris en compte par l'adjonction d'une inductance série avec une densité linéique

$$L = \frac{R_q^2C_\mu}{3g^2} = \frac{R_q^2C_Q}{3} = \frac{h}{6e^2v_F} \quad (2.12)$$

Ce faisant on trouve que, dans ce modèle, l'inductance est indépendante de g et donc de l'écrantage. A un facteur numérique près tenant compte du nombre de modes et de la géométrie, elle s'identifie à l'inductance cinétique donnée par l'équation (1.36) de la page 27.

Strictement, la théorie précédente vaut pour le régime cohérent avec une excitation de faible amplitude et un transport balistique. La généralisation à une excitation d'amplitude finie, correspondant au transfert d'une quantité finie de charge électronique à travers une barrière de transmission finie, qui correspond au mode de fonctionnement d'un NT-FET, dépasse le cadre expérimental de cette thèse. D'ailleurs sa mise en oeuvre n'est pas immédiate. Un problème plus simple et tout aussi pertinent, est le calcul de l'admittance drain-source du canal, en présence de barrières, tenant compte de l'écrantage par la grille. C'est ce calcul que nous présentons au paragraphe 2.3.2 ci dessous. Il va nous permettre d'évaluer la fréquence de transit du transistor. Avant cela, il convient de mentionner le cas particulier du nanotube balistique et sans grille mais tenant compte des interactions qui a aussi été étudié par Blanter et al. [52]. De manière assez naturelle, les auteurs retrouvent que le temps de transit est égal au temps de vol comme en l'absence d'interactions. Identifiant ce temps à la constante L_K/R_L , avec $R_L = h/4e^2$, on montre que les interactions peuvent être prises en compte dans le transport drain-source par une inductance série $L = L_K$.

Dans les deux cas particuliers précédents nous avons montré que la prise en compte des interactions dans les propriétés dynamiques était convenablement réalisée en insérant une inductance cinétique série. Cette remarque était déjà présente pour les nanotubes en Réf.[54] et pour les gaz bidimensionnels en Réf.[116]. Il peut paraître *a priori* surprenant dans la mesure où l'intensité des interactions, matérialisée par exemple par la constante diélectrique ϵ_r du milieu, disparaît du résultat final. Nous verrons ci-dessous que cette propriété n'est pas générale mais correspond à la limite d'interaction forte. Nous verrons aussi que, même dans cette limite, l'inductance cinétique peut être fortement renormalisée par les effets conjugués de la transmission électronique finie ($D \lesssim 1$) et de l'écrantage ($\beta_g \gtrsim 1$). Nous avons d'ailleurs rencontré au chapitre 1 (1.4.3, page 28) le contre exemple du conducteur quantique chiral pour lequel la dynamique est décrite par un temps de vol constant ce qui revient à dire que l'inductance est inversement proportionnelle à la transmission. Cette interdépendance des éléments électriques série est une propriété caractéristique du transport mésoscopique.



TAB. 2.12 – Nanotransistor mésoscopique élémentaire constitué d'un canal balistique en série avec une barrière tunnel.

2.3.2 Inductance mésoscopique et temps de transit

Approche de diffusion de Christen-Büttiker

On montre, en référence [48], que la conductance à fréquence finie peut se mettre sous la forme :

$$G_{\alpha\beta}(\omega) = \frac{e}{h} \int [1_{\alpha}\delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}^+(\varepsilon)S_{\alpha\beta}(\varepsilon + \hbar\omega)] \frac{f(\varepsilon) - f(\varepsilon + \hbar\omega)}{\hbar\omega} d\varepsilon \quad , \quad (2.13)$$

dont on peut donner à basse fréquence le développement suivant :

$$A_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta} + j\omega E_{\alpha\beta} + o(\omega^2) \quad \text{avec} \quad E_{\alpha\beta}(\varepsilon) = e^2 \sum_{m=+,-} [N_{\alpha m\beta}(\varepsilon) - N_{\alpha m}(\varepsilon)u_{m,\beta}] \quad , \quad (2.14)$$

où $N_{\alpha m\beta}(\varepsilon)$ est la densité d'états partielle des porteurs injectés dans le contact β , passant par le canal $m = \pm$, et ressortant du conducteur par le contact α . $N_{\alpha m}(\varepsilon) = \sum_{\beta} N_{\alpha m\beta}(\varepsilon)$ est l'"émissivité" du canal $m = \pm$, c'est à dire la capacité du canal à distribuer les porteurs dans les différents contacts, indépendamment du contact dont ils sont issus. Le potentiel caractéristique $u_{m\beta}$ relie la variation du potentiel Φ_m du mode m au potentiel électrochimique du contact β :

$$\Phi_m = \sum_{\beta} u_{m\beta} \delta V_{\beta} \quad . \quad (2.15)$$

Densités d'états partielles

Nous allons d'abord nous intéresser au calcul des densités d'états partielles $N_{\alpha m\beta}$. On va prendre les notations suivantes 1= Drain, 2= Source et 3=Grille pour bien différencier les différentes contributions et pour pouvoir comparer avec la même étude fait en annexe pour le cas double barrière.

$$N_{1-1} = N_{1+1} = C_Q R \quad , \quad N_{1-2} = N_{2+1} = C_Q T \quad (2.16)$$

$$N_{2+2} = N_{2-2} = N_{1+2} = N_{2-1} = 0 \quad (2.17)$$

$$N_{2+} = C_Q T \quad , \quad N_{2-} = 0 \quad (2.18)$$

où $C_Q = e^2 L_g / \hbar v_F$ est la capacité quantique associée à la densité d'état des conducteurs $m = \pm$.

Équilibre des charges

La charge q_{\pm} des canaux $m = \pm$ est déterminée d'une part par le couplage électrostatique à la grille, tenant compte des potentiels Φ_{\pm} et des capacités C_g entre les canaux et la grille, et d'autre part par le couplage électrostatique C_H entre les canaux $+$ et les canaux $-$:

$$q_+ = C_g(\Phi_+ - V_3) + C_H(\Phi_+ - \Phi_-) \quad (2.19)$$

$$q_- = C_g(\Phi_- - V_3) + C_H(\Phi_- - \Phi_+) \quad (2.20)$$

Elle est aussi déterminée de manière indépendante par le dopage par les contacts

$$q_+ = C_Q(V_1 - \Phi_+) \quad (2.21)$$

$$q_- = C_Q((1 - D)V_1 + DV_2 - \Phi_-) \quad (2.22)$$

Avec les notations $\beta_g = C_g/C_Q$ et $\beta_H = 2C_H/C_Q$ on peut déterminer les potentiels caractéristiques u_m utilisant les relations :

$$\frac{\Phi_+}{C_Q} = \frac{C_Q + C_g + C_H(2 - D)}{C_d^2} V_1 + \frac{C_H}{C_d^2} V_2 + \frac{C_{\mu,g}}{C_Q^2} V_3 \quad (2.23)$$

$$\frac{\Phi_-}{C_Q} = \frac{(C_Q + C_g)(1 - D) + C_H(2 - D)}{C_d^2} V_1 + \frac{(C_Q + C_g + C_H)D}{C_d^2} V_2 + \frac{C_{\mu,g}}{C_Q^2} V_3 \quad (2.24)$$

avec les notations suivantes

$$C_{\mu,g} = \frac{C_Q C_g}{C_Q + C_g} = C_Q \frac{\beta_g}{1 + \beta_g} \quad , \quad C_{\mu,H} = \frac{C_Q C_H}{C_Q + 2C_H} = \frac{C_Q}{2} \frac{\beta_H}{1 + \beta_H} \quad (2.25)$$

$$C_d^2 = (C_g + C_Q)(C_g + C_Q + 2C_H) = C_Q^2(1 + \beta_g)(1 + \beta_g + \beta_H) \quad (2.26)$$

L'admittance A_{ds}

On est maintenant en mesure de calculer l'émittance et l'admittance drain-source, utilisant les relations $C_Q = e^2 L_g / \hbar v_F$ et $E_{21} = (N_{2+1} + N_{2-1} - N_{2+}.u_{+1} - N_{2-}.u_{-1})$,

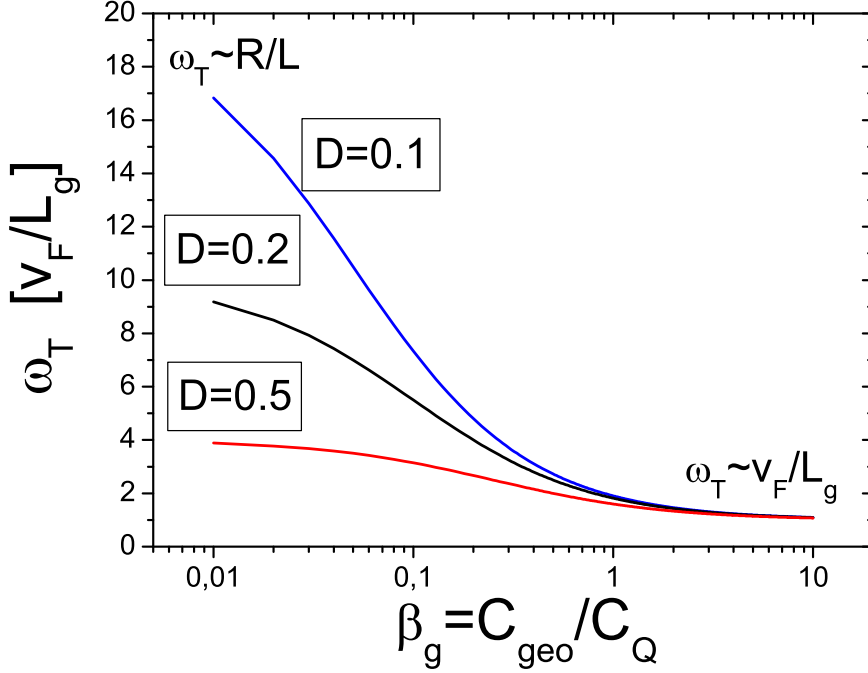
$$A_{21} = \frac{e^2}{\hbar} D + j\omega E_{21} \quad (2.27)$$

$$E_{21} = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{\beta_g}{1 + \beta_g} D + \frac{\beta_H}{(1 + \beta_g)(1 + \beta_g + \beta_H)} \frac{D^2}{2} \right) \frac{L_g}{v_F} \quad (2.28)$$

Alors que la conductance, partie réelle de l'émittance à basse fréquence, est proportionnelle à la transmission, l'émittance est en général une fonction non triviale de la transmission. La géométrie (canal + simple barrière) de notre modèle met en évidence deux contributions en D et en D^2 . La géométrie du transistor à double barrière considérée en annexe en donne une expression différente. On peut donner aux deux termes de l'équation (2.27) le sens physique suivant. Le terme d'émittance linéaire en D correspond à une admittance de phase constante (τ^{-1} indépendant de D) qu'on peut interpréter en terme de temps de vol indépendant de la transmission. Le terme d'émittance en D^2 correspond à une admittance de phase $\tau^{-1} \propto D$ qu'on peut interpréter en terme d'inductance mésoscopique $L_{\mu} = -E_{21}/G_{21}^2$ indépendante de la transmission. Dans un schéma électrique équivalent, on pourra toujours interpréter l'émittance en terme d'inductance, à condition d'admettre que cette inductance puisse dépendre de la résistance série qui rend compte de la transmission finie.

Concernant les transistors, on peut récrire l'équation (2.27) sous la forme $A_{21} = G(1 + j\omega/\tau^{-1})$ faisant apparaître la fréquence de transit

$$\tau^{-1} = \frac{v_F}{L_g} \times \frac{(1 + \beta_g)(1 + \beta_H + \beta_g)}{\beta_g(1 + \beta_H + \beta_g) + \beta_H \frac{D}{2}} \quad (2.29)$$



TAB. 2.13 – Dépendance de la fréquence de transit $\omega_T/2\pi$ d'un fil quantique avec le paramètre d'écrantage β_g , d'après l'Eq.(2.31), pour différentes valeurs de transmission D . L'unité de fréquence est l'inverse du temps de vol τ^{-1} . Le changement de régime entre la réponse semi-classique $\omega_T = L/R$ et la réponse balistique $\omega_T = \tau^{-1}$ se produit pour $\beta_g \sim D$.

Les expressions (2.27) et (2.29) ont été utilisées en référence [3] pour expliquer le temps de relaxation d'un barreau de Hall dans le régime chirale où les canaux des bords opposés sont très éloignés et l'écrantage maximum ($\beta_H \rightarrow 0$ et $\beta_g \gtrsim 1$).

$$\tau^{-1} = \frac{v_F}{L_g} \times \frac{1 + \beta_g}{\beta_g} = \frac{v_F}{g^2 L_g} \quad (\text{canal de bord}) \quad (2.30)$$

On retrouve un temps de vol calculé avec une vitesse v_F/g^2 égale à la vitesse de Fermi renormalisée par les interactions. Avec les nanotubes monoparois dotés de grille recouvrante, nous considérons ici la limite opposée $\beta_H \rightarrow \infty$ tout en conservant un écrantage fort $\beta_g \lesssim 1$. Dans cette limite on a :

$$\tau^{-1} = \frac{v_F}{L_g} \times \frac{1 + \beta_g}{\beta_g + \frac{D}{2}} \quad (\text{nanotube monomode}) \quad (2.31)$$

l'expression ci-dessus montre que la fréquence de transit dépend de manière non-triviale de la transmission et de l'écrantage, paramétré par le coefficient β_g . La figure 2.13 montre le

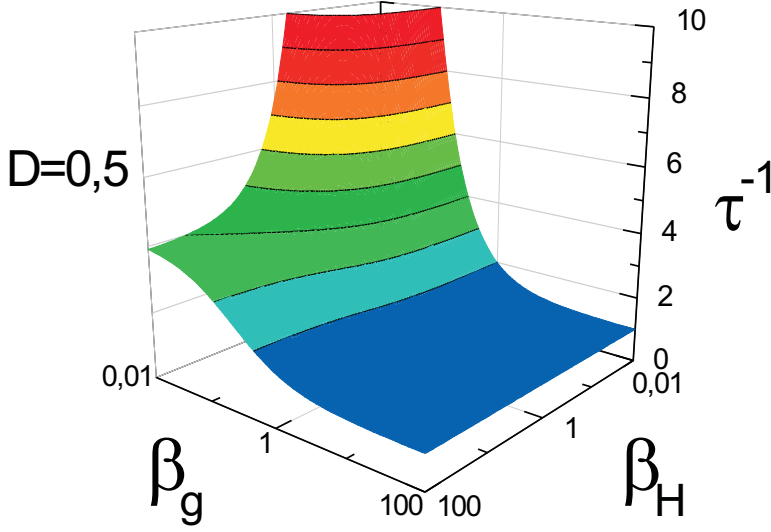


FIG. 2.1 – Temps de transit, donné par l'équation (2.29), normalisé au temps de vol L_g/v_F , en fonction de l'intensité des interactions donnée par le paramètre β_H et de l'écrantage donné par β_g . La coupe en premier plan correspond au cas du fil quantique (non-chiral). La coupe en arrière plan au cas chiral avec interactions. Globalement, le couplage β_H a pour effet de ralentir la dynamique quand celle-ci est dominée par les interactions ($\beta_g \ll 1$).

graphe $\tau^{-1}(\beta_g)$ pour plusieurs transmissions correspondant à des valeurs expérimentalement accessibles, il illustre le fait que même pour des valeurs modestes $\beta_g \lesssim 0.1$ l'écrantage est suffisamment efficace à transmission finie ($D \sim 0.1$) pour que le temps de transit se réduise au temps de vol. La forme spécifique de ces dépendances est liée à la géométrie du conducteur ; elle correspond à une inductance

$$L_{ds} = \frac{\hbar L_g}{e^2 v_F} \times \frac{2\beta_g + D}{2D(1 + \beta_g)} \quad (\text{nanotube monomode}) \quad (2.32)$$

Par rapport aux modèles classiques, on observe que l'inductance cinétique est affectée d'un facteur non-trivial dépendant de l'écrantage et de la transmission. Cette dépendance n'est pas universelle, elle dépend de la géométrie. Ainsi nous donnons en annexe B une expression différente correspondant au cas d'un transistor balistique double barrière. Une géométrie intéressante est le cas de N barrières en série qui permettrait de modéliser la décroissance des effets inductifs au passage en régime diffusif.

La simplicité de ce modèle de diffusion permet de traiter de manière explicite d'un couplage électrostatique arbitraire, paramétré par le coefficient β_H dans l'expression (2.29), qui permet d'aborder le cas des interactions intermédiaires. Ce cas est rarement discuté dans la littérature, de sorte qu'il est difficile de comparer notre résultat à celui de calcul plus microscopiques. La dépendance $\tau^{-1}(\beta_g, \beta_H)$ pour $D = 0.5$ sur la figure 2.1 montre le domaine de paramètre favorable à la réalisation de temps de transit courts. Pour une fréquence de vol de $1/2\pi\tau = 100$ GHz ($v_F = 10^6$ m/s et $L_g = 1$ μm), la fréquence de transit peut être augmentée dans la gamme THz par un choix convenable des paramètres β_g et β_H .

2.3.3 Cas du transistor à nanotube unique

Nous avons montré en introduction le lien existant entre la fréquence de transit $\tau^{-1} = E_{ds}/G_{ds}$ définie par la réponse linéaire et celle définie par la réponse petit signaux au point de polarisation $\omega_T = g_m/C_g$. En supposant l'identité $\omega_T \simeq \tau^{-1}$ entre les deux définitions, on peut se servir des résultats du paragraphe précédent pour estimer la transconductance du transistor à nanotube unique balistique. Tenant compte de la dégénérescence quadruple de la sous-bande contribuant au transport on a $g_{ds} = 4De^2/h = 4DG_0$, $C_{QNT} = 8L_g e^2/hv_F$ ($\beta_g = C_g/C_{QNT}$), et

$$g_m^{ball} \simeq \tau^{-1} \beta_g C_{QNT} = 8G_0 \times \frac{\beta_g(1 + \beta_g)}{\beta_g + \frac{D}{2}} \quad (\text{nanotube de carbone}; \text{balistique}) \quad (2.33)$$

Notons que la formule ci-dessus prévoit la possibilité d'un gain de tension $g_m/g_{ds} \gtrsim 1$ à l'ouverture du canal ($D < 1$). A titre de comparaison, on peut rappeler la formule équivalente pour le régime diffusif

$$g_m^{diff} \simeq \tau^{-1} C_g = \frac{\mu V_{ds}}{L_g} \frac{C_g}{L_g} \quad (\text{nanotube de carbone}; \text{diffusif}) \quad (2.34)$$

Pour traiter des cas intermédiaires, dit *semi-balistiques*, au chapitre 4 on pourra utiliser la formule d'interpolation $1/g_m = 1/g_m^{ball} + 1/g_m^{diff}$.

Chapitre 3

Les principes expérimentaux

Jusqu'ici nous avons présenté principalement des résultats expérimentaux de la littérature sur les aspects de la physique du transport des transistors à nanotube de carbone, mais rien ou très peu a été dit sur leurs mise en oeuvre et sur l'aspect pratique de ces expériences. Ce chapitre est, quant à lui, dédié à la mise en place des expériences effectuées pendant ma thèse. Nous montrerons quels sont, au quotidien, les détails qui constituent une expérience de physique mésoscopique haute fréquence avec des nanotubes de carbone. Les résultats de ces expériences seront exposés dans les chapitres suivants.

Plus exactement nous nous attarderons sur l'aspect pratique de la fabrication de transistors de nanotube de carbone. Nous montrerons que nous avons pris soin de baser la fabrication et la structure de nos échantillons en accord avec des faits établis par la communauté des nanotubes, comme, par exemple, sur l'utilité des contacts en Palladium et l'intérêt de la croissance CVD,... Mais nous avons aussi ajouté notre propre expertise à l'obtention de nanotransistors fonctionnant au GigaHertz. Nous avons adopté une structure géométrique de type coplanaire pour l'ensemble de notre transistor, facilitant ainsi les mesures hautes fréquences. Nous avons aussi utilisé des grilles recouvrantes sur oxyde d'aluminium, utilisé des substrats haute résistivité, et fabriqué nos transistors à nanotube sur des puces de 2 par 2 mm.

Après la fabrication, nous nous intéresserons aux mesures hautes fréquences des propriétés de ces échantillons. En particulier la mesure de transmission S_{21} . Elle fait appel à un formalisme connu dans le domaine de l'électronique haute fréquence. Nous allons en détailler, dans ce chapitre, quelques points essentiels pour décrire les mesures des chapitres suivants.

Ensuite nous développerons chaque partie des montages de mesures afin de mettre en relation les tenants et les aboutissants de nos mesures. En particulier nous mettrons l'accent sur les contraintes expérimentales des mesures hautes fréquences, aussi bien dans le cas de la mesure de transmission grille-drain à 300K à l'aide de pointes coaxiales hautes fréquences que pour les mesures à 4K, dans un cryostat.

Un des axes de ce chapitre est le problème de la désadaptation d'impédance et qui réduit fortement tous les signaux transmis. Ce problème est typique des mesures hautes fréquences sur des éléments mésoscopiques et plus généralement des éléments de résistivité grande devant 50Ω . Une solution envisagée et appliquée dans cette thèse est l'adaptation d'impédance à travers l'utilisation d'un transformateur commercial large-bande.

3.1 Nano-Fabrication

3.1.1 La croissance CVD

Le choix du substrat

Deux types de substrats ont été utilisés pendant ma thèse. Le premier en silicium dopé, de résistivité $5\text{ m}\Omega/\text{cm}$ avec une épaisseur d'oxyde SiO_2 de $1\text{ }\mu\text{m}$ et le second de forte résistivité ($\sim 10\text{ k}\Omega/\text{cm}$) avec 500 nm d'oxyde. Comme on le verra au chapitre 4, paragraphe 4.2.1, les dopants du substrat participent au transport RF, par couplage capacitif aux contacts. De plus cette contribution parasite est sensible aux tensions de polarisations de sorte que ses variations, même minimales, sont susceptibles de masquer la contribution des électrons qui participent au transport, soit une centaine d'électrons dans un nanotube unique. Pour cette raison, les substrats utilisés pendant cette thèse sont majoritairement de haute résistivité. Ils nous ont été fournis par nos collaborateurs de l'IEMN-Lille. Ils possèdent des marqueurs gravés dans l'oxyde de silicium, donc résistants aux traitements thermiques lors de la crois-

sance, permettant de positionner les étapes de lithographie de pre-contacts réalisés après croissance avec celle de dépôt des plots de catalyseurs réalisée avant la croissance.

La décomposition chimique en phase vapeur (CVD) est un mode de croissance catalytique qui produit des nanotubes monoparois à de relativement basses températures (~ 900 degrés) par comparaison avec les méthodes de décomposition laser ou électrique du graphite. Nous utilisons la recette classique de Dai et al. [117] qui utilise du méthane comme apport carboné. L'intérêt de la CVD pour les transistors RF est multiple. Proche de l'épitaxie, la croissance CVD est un mécanisme assez lent ($\lesssim 0.1\text{--}1\ \mu\text{m/s}$), donc bien contrôlé et générant peu de défauts. En sélectionnant *a posteriori* les nanotubes de grande longueur ($\geq 10\ \mu\text{m/s}$), on pense sélectionner les nanotubes les plus purs pour lesquels la vitesse de croissance a été supérieure. La longueur des nanotubes est exploitée aussi pour minimiser la résistance des contacts ce qui est spécialement important à haute fréquence. Le conditionnement du catalyseur sur des particules nanoporeuses, favorise la croissance de nanotubes de faible diamètre $\lesssim 2\ \text{nm}$, qui présentent des énergies de confinement plus élevées, voisines de l'électron-volt (voir Eq.(1.18), page 18). On note aussi que ce mode de fabrication produit 2/3 de nanotubes semi-conducteurs. Les effets conjugués du substrat, de l'oxygène et de l'humidité de l'air font qu'ils sont naturellement dopés en trous [58]. Grâce à cela, les nanotubes semiconducteurs sont naturellement passants ce qui permet de les commander par des grilles qui ne recouvrent que partiellement la longueur du tube sans craindre de trop fortes résistances d'accès sur les parties non commandées.

Nous utilisons un four commercial standard trois zones (marque *Carbolite*, vois figure 3.1). Le gas neutre d'échange (Ar) et les réactifs utilisés sont de grande pureté ($\geq 99,9999\%$). Le tube du four est en quartz et les tubulures d'accès et les vannes et débitmètres sont en inox.



FIG. 3.1 – Le montage de la croissance CVD et en particulier le four

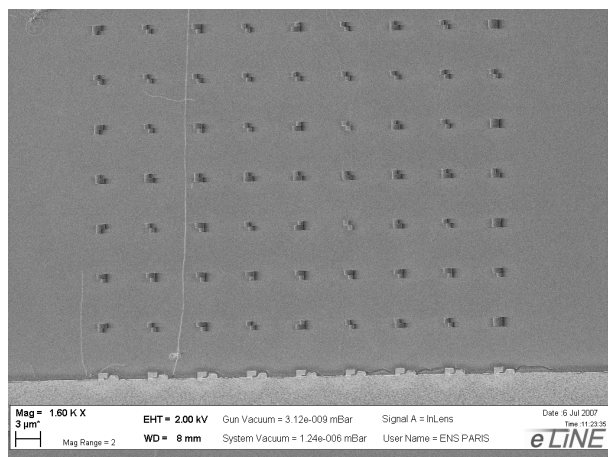
Le principes de base et la préparation des échantillons

Le but est de faire croître des nanotubes directement sur un substrat de silicium qui a une dimension de 8 par 8 mm. Découpés à la pointe diamant, les substrats sont d'abord nettoyés par sonication dans un bain d'acétone, pendant 10 minutes, puis placés dans un four à plasma à oxygène, pendant 10 minutes, et de nouveau nettoyés comme précédemment. La surface finale présente une rugosité indétectable à l'AFM, c'est à dire inférieure à 0,5 nm.

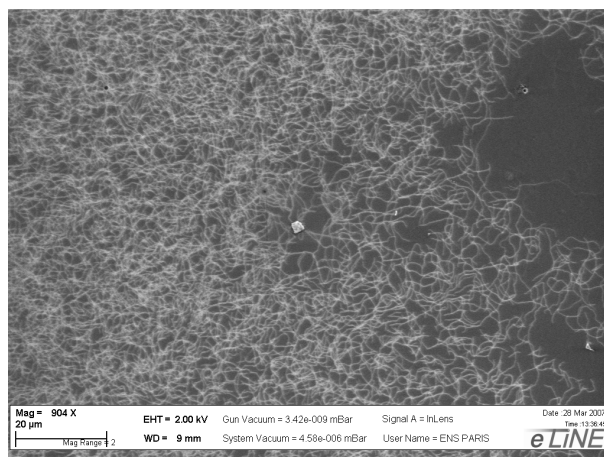
Le mélange constituant le catalyseur est composé de :

- $Fe(NO_3)_3$ (80 mg)
- MoO_3 (4 mg)
- des particules d'alumine de porosité 1 à 2 nm (60mg)
- un solvant : le méthanol (60 mL)

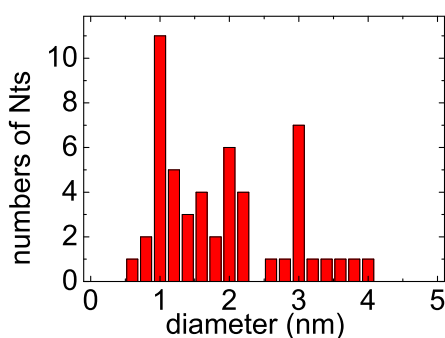
Les particules nanoporeuses sont maintenues en suspension par brassage permanent. Avant utilisation, le catalyseur est homogénéisé par sonication. Une goutte est déposée sur le substrat recouvert d'environ 500nm de PMMA, avec des fenêtres rectangulaires de $12 \times 2 \mu\text{m}$ préalablement lithographiées. Après séchage sous flux d'air et cuisson, la résine est enlevée par un développement dans de l'acétone froid pendant 4 min sans agitation. L'agitation est prohibée pour éviter la dislocation et la dispersion sur le substrat des agrégats de catalyseur. Le cas échéant, on peut ajouter une étape supplémentaire de nettoyage au plasma oxygène (20 min) de nature à nettoyer la surface sans abîmer le catalyseur. Sur chaque substrat de $8 \times 8 \text{ mm}$ on dispose 48–72 motifs de $400 \times 380 \mu\text{m}$.



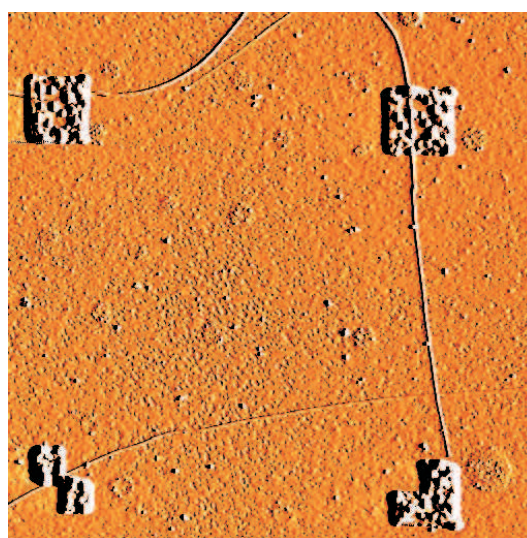
(a) Image MEB typique des nanotubes convoités



(b) Image MEB d'une croissance haute densité



(c) Statistique sur le diamètre moyen des nanotubes obtenus à l'AFM



(d) Image de 6 μm à l'AFM d'un nanotube

FIG. 3.2 – Quelques exemples de produits de croissance CVD de nanotubes. La bande de catalyseur est visible en bas du champ de la figure a). On distingue un plot de catalyseur au centre du champ de la figure b). La figure c) est un échantillon de la statistique des diamètres des nanotubes CVD.

La croissance CVD standard:

Les gaz utilisés pendant la croissance sont le méthane, l'hydrogène et l'argon. Le méthane

est la source de carbone. L'hydrogène permet d'une part de réagir avec le carbone amorphe et de réduire le dépôt de celui-ci et d'autre part d'améliorer la réactivité du catalyseur. Le dernier gaz sert d'agent neutre pendant les étapes de montée et descente en température. En effet, une mise à l'air au dessus de 400 degrés conduirait à une pyrolyse immédiate de tous les produits carbonés, nanotubes inclus. Le processus de la croissance est le suivant :

1. montée en température sous flux d'argon (1500 ml/min) jusqu'à 900°C
2. activation du catalyseur sous flux d' H_2 (210 ml/min) et d'Argon (durée 8mn)
3. croissance des nanotubes avec un mélange d' H_2 et de CH_4 (1080 ml/min)
4. pré-refroidissement sous flux d' H_2 et d'argon jusqu'à 600°C
5. refroidissement final jusqu'à la température ambiante sous atmosphère d'argon

Résultats

Le produit de la croissance est observé soit par AFM, soit au microscope électronique à balayage (MEB). La deuxième solution s'avère beaucoup plus rapide sans que l'irradiation ne cause de dommage appréciable à la qualité des tubes. Quelques exemples de croissance sont montrés sur la figure 3.1.1, qui illustrent la grande sensibilité de la densité de nanotubes aux conditions expérimentales de croissance. La densité dépend principalement de trois paramètres : la température pendant la croissance CVD, la propreté de la surface et le temps d'attente après le dépôt de la goutte de catalyseur. Concernant ce dernier paramètre, la production est plus importante dans une fenêtre de 1 à 20 min avec un optimum à 10 min. Entre les exemples (3.2(a)) et (3.2(b)), on a varié le temps d'attente et la différence de température de 5°C .

Croissance CVD dirigée

Une des limitations aux applications des nanotubes en microélectronique est le contrôle de la direction de croissance et/ou de dépôt de ceux-ci. Ceci est spécialement important pour les dispositifs multi-tubes. Une méthode élégante et efficace, développée au CEA-Saclay, consiste à déposer les nanotubes sur une surface préalablement fonctionnalisée par voie chimique, le dépôt étant assisté par des effets d'électrophorèse [96, 97]. Des méthodes basées sur l'application d'un champ électrique DC ont aussi été explorées [117, 118, 119, 120]. Pour la croissance CVD, on peut penser exploiter les effets aérodynamiques du flux gazeux pour aligner les nanotubes. Dans les enceintes de croissance de diamètres importants (25 mm) comme celles qu'on utilise on est rapidement confronté au problème de la turbulence qui est générée à la buse d'entrée des gaz et difficilement dissipée sur la longueur du tube. Dans une croissance standard, cette turbulence se manifeste par l'apparition de boucles sur les nanotubes les plus longs qui sont ensuite figées au cours du refroidissement, quand le nanotube s'adsorbe à la surface (voir figure 3.3-bas). Pour remédier à cela Pascal Morfin a conçu au Laboratoire un tube de croissance à flux laminaire.

Pour obtenir un flux laminaire, il faut que les nombres de Reynolds, des différents composantes, qui dépend de la géométrie, restent inférieurs à une valeur critique. Pour cela nous avons modifié la buse en lui ajoutant un cône d'admission pour obtenir des conditions d'injection plus adiabatiques. Surtout, nous avons ajouté dans la partie chaude du four en amont de la zone de croissance, là où les viscosités cinématiques sont les plus élevées, un faisceau de petits tubes de quartz (diamètres 4 mm) qui jouent le rôle de laminarisateur. Le tableau (3.1) résume les propriétés de l'écoulement. Les résultats obtenus avec ce système sont assez

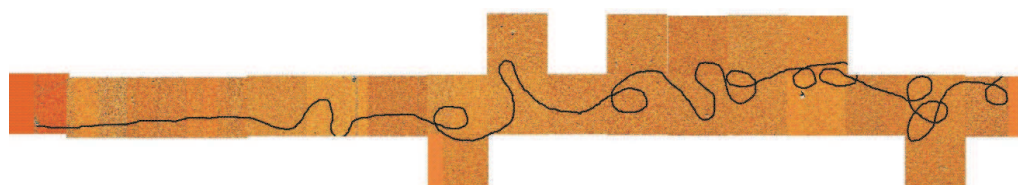
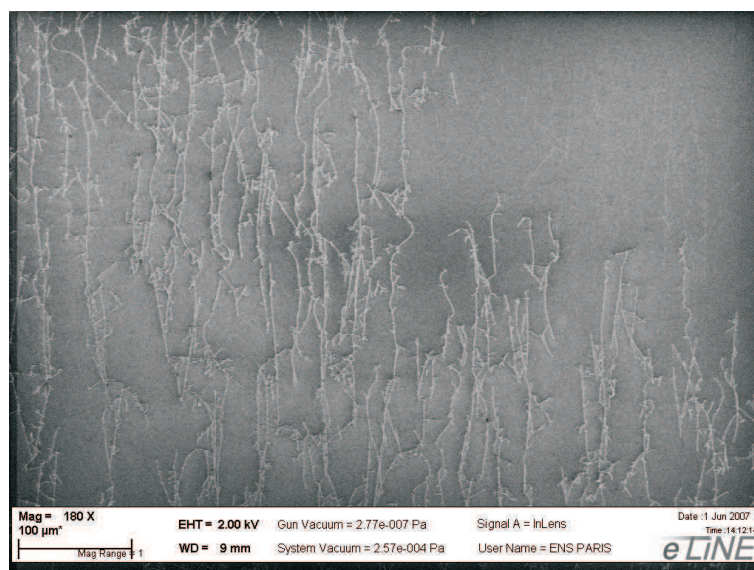


FIG. 3.3 – Image SEM montrant un test de croissance dirigée sous flux laminaire avec un effet arerodynamique d’orientation pour les longs nanotubes. La figure du dessous est une image AFM montrant un exemple de croissance de nanotube très long en régime d’écoulement turbulent. La dimension du pavage de balayage AFM est de $5\ \mu\text{m}$.

éloquents sur la figure 3.3 où les nanotubes sont en majorité orientés dans une seule et unique direction. Par contre le défaut de ce procédé est d’orienter plus facilement les plus longs et surtout les plus gros nanotubes. La méthode reste difficile à employer pour les nanotubes de petits diamètres mais reste possible. Toutefois, pour ces nanotubes, la répartition n’est plus isotrope et la proportion de nanotubes alignés dans la direction du flux est plus importante. Dans la suite de ce travail, nous nous concentrons sur les transistors à nanotube unique qui n’exploite pas ce mode de croissance.

3.1.2 Du nanotube au transistor

Les pré-contacts

La première étape après la croissance de nanotubes consiste à déposer les précontacts et les marques fines d’alignement qui permettront une lithographie des contacts et des grilles profitant de la haute résolution de notre minimasqueur électronique (*Raith- eLINE* à plateforme interférométrique, résolution $15\ \text{nm}$). Le repositionnement sur les motifs de croissance des nanotubes, qui utilise les marques gravées dans le silicium, a une précision meilleure que le micron.

La technique de lithographie électronique employée est tout à fait standard. Elle utilise une résine positive (PMMA dilué) d’épaisseur $200\ \text{nm}$. Pour éviter les effets de charge sur les substrats de haute résistivité, nous utilisons des doses faibles ($100\text{--}150\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$, sous des tensions d’accélération modérées ($10\ \text{keV}$). Les courants utilisés sont de 13 et $90\ \text{pA}$ pour

$Re = \frac{\rho \cdot V \cdot L}{\eta}$	V- vitesse du fluide [m/s]	
	L - diamètre du tube [m]	
	ρ - masse volumique du fluide [kg/m ³]	
	η -dynamique du fluide [Pa.s]	
	Reynolds(tube 25mm)	Reynolds(tube 4mm)
méthane (20 ⁰ C)	52	330
Hydrogène (20 ⁰ C)	1.8	11
Argon (20 ⁰ C)	98	310
méthane (900 ⁰ C)	8	50
Hydrogène (900 ⁰ C)	0.3	1.9
Argon (900 ⁰ C)	14	90

TAB. 3.1 – Tableau des nombres de Reynolds des différents constituants.

les lithographies fines et 2–2 nA pour les lithographies larges. Le révélateur est une solution diluée en rapport 1 : 3 de Méthyl-iso-buthyl kétane (MIBK)(70s) et d’isopropanol (30s).

Les métallisations des précontacts (structure coplanaire $400 \times 380 \mu\text{m}$) et des marques d’alignement (pas de $6 \mu\text{m}$) sont réalisées par évaporation thermique d’or (70 nm) sur une couche d’accrochage de 1 nm de chrome. Afin d’éviter les contacts parasites par des nanotubes entre les différents plots des précontacts, l’étape de métallisation est précédée d’un dépôt d’allumine de 6 nm par oxydation d’une couche de 2 nm d’aluminium itérée trois fois.

La localisation des nanotubes

Une fois le repère déposé sur le substrat, nous pouvons passer à l’étape de localisation et de sélection des nanotubes. Pour visualiser les nanotubes nous avons au laboratoire deux types possibles d’approche que sont le microscope à force atomique (AFM) et le microscope électronique à balayage (MEB). L’AFM permet de balayer des zones de $9 \times 9 \mu\text{m}$. Cet instrument permet de sonder les hauteurs à la surface du wafer et donc de connaître le diamètre de nanotubes. Le MEB, comme le microscope optique, ne renvoie qu’une image 2D de la surface et donc ne permet pas directement de connaître les hauteurs. Le MEB envoie des électrons à haute énergie sur les échantillons et par conséquent ce procédé est plus invasif que l’AFM. De plus il peut implanter des charges dans le substrat et limiter ainsi les performances des échantillons. Mais sa surface de balayage est bien plus grande, elle est d’environ $80 \mu\text{m}$ dans notre cas ce qui permet d’apprécier beaucoup plus l’environnement des nanotubes et de les localiser bien plus rapidement vu le nombre de transistors par substrat qui dépasse les 60. C’est donc cette dernière solution que nous avons retenue pour effectuer la localisation des nanotubes.

Les contacts

Une fois choisi le nanotube à contacter, le dessin des contacts est alors fait sur mesure sur la base d’une structure coplanaire avec le drain au centre et deux sources disposées symétriquement. Chaque contact ayant une extension de quelques microns, il nous faut sélectionner au départ des nanotubes de longueurs suffisante de 8–12 μm selon la longueur

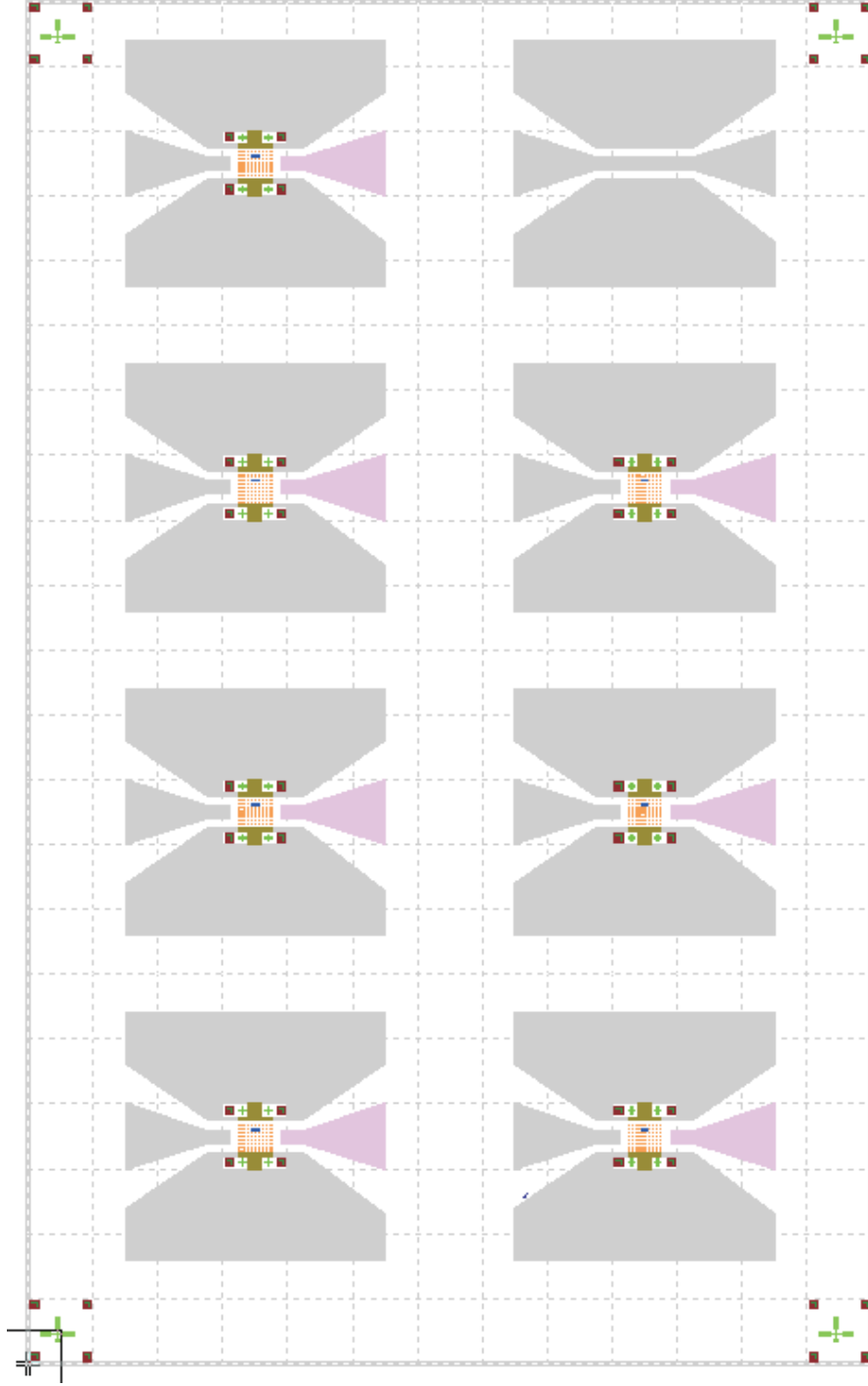
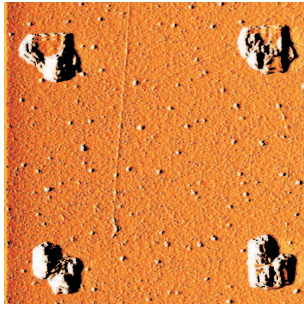


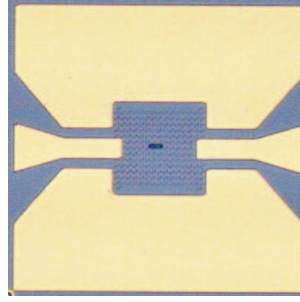
FIG. 3.4 – Motif principal de lithographie de précontacts à huit structures. Les dimensions de la structure d'un motif élémentaire sont de $400 \times 380 \mu\text{m}$. Le motif supérieur droit, réalisé sur un substrat de silicium oxydé, correspond à une ligne 50Ω utilisée pour la calibration. La partie centrale des motifs élémentaires est un carré de côté $100 \mu\text{m}$; il correspond au champ du microscope pour la lithographie fine. Le motif principal ci-dessus est répété 6 ou 9 fois par substrat.

souhaitée du canal. La partie centrale est reliée au contact de drain et les deux sources aux deux plots de masse des précontacts.

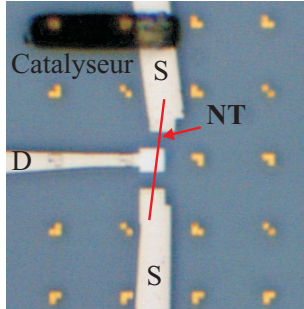
Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des métallisations de contact en Pd. Ceux-ci



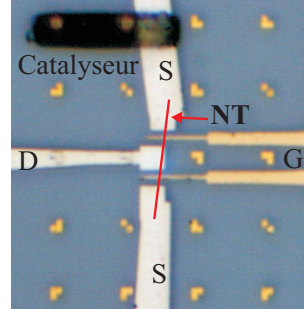
1ère étape
Plots de catalyseur
+ croissance CVD de
NTs Monoparoi
+ Déposition repère
Au
+ AFM post sélection



2ème étape
Déposition d'un plan
de masse
et dessin d'une ligne
coplanaire



3ème étape
Déposition Pd(70nm)
des contacts
source et drain



Dernière étape
Déposition d'iso-
lant(Al_2O_3)(6nm)
+ Déposition grille en
Au(50nm)

sont réalisés dans l'évaporateur sous vide poussé de L'ESPCI dans le groupe de J. Lesueur. Les contacts en Au/Cr sont de moins bonne qualité. Mais une procédure de recuit sous atmosphère d'argon à 400°C permet de les améliorer profitant de la diffusion de l'or à travers le chrome. L'Au et le Pd ont des travaux de sortie proches de celui des nanotubes ($\simeq 5.1 \text{ eV}$) alors que Ti, Al ou Ag ont des travaux de sortie de $\simeq 4.3 \text{ eV}$.

Les grilles recouvrantes

La dernière étape de fabrication concerne le dépôt de l'oxyde et des métallisations de grille. L'oxyde de grille est réalisé, comme précédemment, sous forme d'un multicouche de 2 nm d'Al oxydé recouvrant tout le substrat. L'oxydation dure 30 min sous pression d'oxygène 2.10^{-4} mbar . Les essais les plus concluants correspondent à un tricouche. Pour le dépôt des grilles, les premiers échantillons étaient réalisés par évaporation sous angle. L'idée était d'éviter l'insolation du canal du nanotube lors de la lithographie des grilles recouvrantes en Au, insolation électronique réputée dommageable à la mobilité des nanotubes. Cette technique est assez compliquée et nuit à la simplicité, donc à la robustesse de la fabrication. J'ai pris l'initiative de tenter une lithographie directe sur résine positive des motifs de grille et montré, qu'à faible dose (13 pA), l'insolation n'avait pas d'incidence notable sur la résistance des nanotubes. Cette simplification du processus de nanofabrication a joué un rôle essentiel dans la qualité des échantillons réalisés.

La géométrie des transistors

La géométrie de nos transistors est résumée sur la figure 3.5. Nos dispositifs sont des transistors double grille avec trois longueurs de grille 100 nm, 300 nm et $3 \mu\text{m}$. Les contacts drain et source ont une longueur typique de $2 \mu\text{m}$. Les zones d'accès non couvertes de part et d'autre des grilles ont des longueurs égales à la longueur de grille sauf pour les transistors longs où elle est réduite à $1 \mu\text{m}$ respectivement.

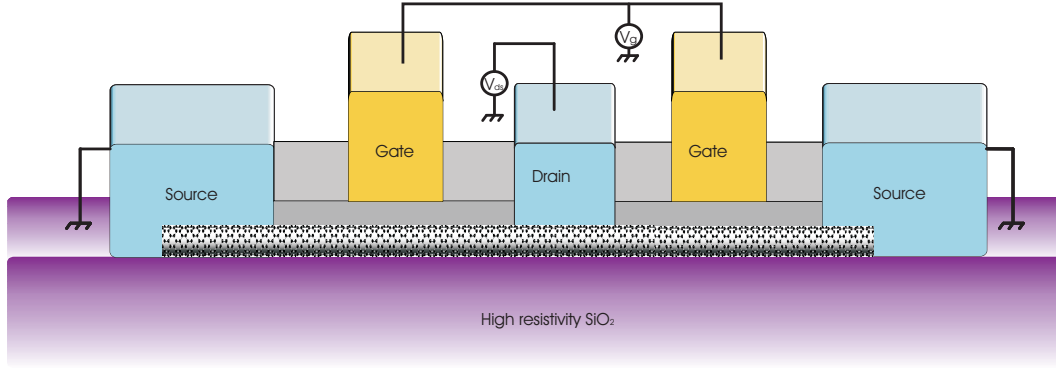


FIG. 3.5 – dessin d'un nano-transistor à nanotube de carbone

Un dernier mot, avant de conclure cette partie nano-fabrication, sur le rendement de fabrication. Le pourcentage de bons échantillons reste très faible même avec la mise en place de ce protocole. Par exemple, sur les 60 transistors réalisés sur un substrat, seuls 30 ont passé avec succès les différentes étapes et seulement une douzaine fonctionnent de manière satisfaisante et encore moins fonctionnement de manière optimale.

La suite de ce chapitre porte sur les techniques expérimentales permettant les caractérisations RF à température ambiante et à froid.

3.2 Techniques microondes

Ce n'est pas l'objet de ce manuscript de faire un cours sur la propagation des ondes dans les câbles coaxiaux ou plus généralement les techniques microondes qui sont parfaitement bien décrits dans la littérature. Le lecteur intéressé pourra se reporter par exemple aux ouvrages en Réfs.[121, 122, 123] qui nous ont inspiré dans ce travail. Le point important est le phénomène de propagation avec une longueur d'onde, de 30 cm dans le vide et ~ 20 cm dans les câbles pour les fréquences GHz, qui est inférieure aux dimensions de nos circuits de mesure. Pour autant ces longueurs d'onde restent grandes par rapport aux dimensions de nos dispositifs, de sorte que l'approximation électrocinétique s'applique à l'échelle de nos structures.

La propagation a deux conséquences principales. La première est liée à la faible impédance des circuits d'excitation et de mesure requise pour une bonne adaptation à l'impédance caractéristique des lignes $Z_0 = 50 \Omega$. Sous cette faible impédance les signaux de courant électroniques débités par les circuits mésoscopiques, qui sont eux de relative haute impédance $|Z| \gtrsim R_K = 26 \text{ k}\Omega$, donnent lieu à des signaux de tension modestes et généralement noyés dans le bruit électronique. Une deuxième conséquence est la difficulté de réaliser des mesures quantitatives puisque une source n'impose plus un potentiel électrique directement au système mais une amplitude d'onde incidente en direction et à distance du système à étudier. Au gré des réflexions parasites et des atténuations incontrôlées on ne maîtrise pas parfaitement les conditions d'excitations. De manière plus importante encore, on ne maîtrise pas non plus précisément la phase de l'onde appliquée. Les mêmes arguments valent pour la ligne de mesure, avec une difficulté supplémentaire liée au contrôle de la réponse et de la stabilité de la chaîne d'amplification qui est nécessaire pour ces mesures bas niveaux.

Ces difficultés sont résolues à température ambiante par l'utilisation d'analyseurs de signaux vectoriels en ayant recours à une calibration régulière des sources et détecteurs au moyen de cales de calibration de haute précision. Cette calibration peut se faire au moyen

de composants pour des mesures en boîtier ou des cales pour des mesures sous pointes. L'intérêt de cette dernière solution est qu'elle permet une caractérisation directe des dispositifs fabriqués sans avoir recours à une étape supplémentaire de mise en boîtier, avec les aléas technologiques associés à la réalisation des microcontacts et les imprécisions dans la mesure liées à la prise en compte de la fonction de transfert du boîtier. L'acquisition et la mise en oeuvre d'une station de mesure sous pointe (*Cascade summit*), avec l'aide précieuse de Lorenz Lechner de l'Université d'Helsinki, a été un élément clé de la réussite de nos mesures.

La technique de mesure sous pointe RF est difficilement adaptable en milieu cryogénique puisqu'elle suppose des déplacements de tête tri-pointes sous contrôle optique à froid. Il existe quelques dispositifs commerciaux fonctionnant jusqu'à 4K. Un tel dispositif a été récemment acquis à l'IEMN (et au CEA), avec lequel nous avons réalisé quelques essais préliminaires de caractérisation RF sur nos dispositifs graphène réalisés au cours du stage de Maîtrise d'Andreas Betz. Pour les industriels l'avantage d'une station cryogénique est la réduction du bruit thermique des dispositifs. Pour le physicien, il s'agit aussi d'étudier le transport dans un régime nouveau où les effets quantiques deviennent importants. Dans leur configuration actuelle, ces stations cryogéniques ne proposent pas des températures assez basses et contrôlées pour réaliser nos mesures bas bruit ; en particulier elles n'offrent pas de facilité d'intégrer les étages d'amplification cryogéniques requis pour la résolution de l'électron unique. Nous avons donc opté pour une mesure en boîtier cryogénique, qui nous limite à étudier les dispositifs un par un, et d'affronter les difficultés inhérentes à la réalisation et la calibration d'un circuit porte échantillon large bande.

3.2.1 La propagation d'une onde dans une ligne coaxiale

Le formalisme qui suit définit, pour le cas haute fréquence, les termes de matrice de diffusion, matrice d'impédance et réponse linéaire qui vont nous être utile par la suite pour caractériser notre échantillon.

Une onde transverse électromagnétique (TEM), dans un milieu de perméabilité μ et de permittivité ϵ , se propage à la vitesse $v = \sqrt{1/\mu\epsilon}$ et l'impédance du milieu de propagation vaut $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ ([123]).

$$E^+(x) = E^+ e^{j\omega t} e^{jkx} \quad (3.1)$$

Avec le rapport $w = kv$. L'onde peut ensuite être décrite comme la somme de deux ondes de sens opposés

$$E(x) = E^+ e^{jkx} + E^- e^{-jkx} = E^+(x) + E^-(x) \quad (3.2)$$

$$H(x) = H^+(x) - H^-(x) = \frac{1}{Z}(E^+(x) - E^-(x)) \quad (3.3)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{Z} \vec{x} \times \vec{E} \quad (3.4)$$

La résistance de propagation Z d'un composant Haute fréquence tel un câble coaxial correspond à la vitesse à laquelle se propage l'onde dans le milieu. On peut modéliser un câble par une association en série de filtre passe bande (une inductance avec une capacité en série). D'après les équations de propagation de Helmholtz, l'onde se propage à la vitesse $v = \sqrt{L/C}$ et la résistance du milieu est donné par $Z = \sqrt{L/C}$. Si on décrit le même système avec les potentiels V et les courants I de la ligne coaxiale, on retrouve les mêmes équations :

$$V(x) = V^+ e^{jkx} + V^- e^{-jkx} = V^+(x) + V^-(x) \quad (3.5)$$

$$I(x) = I^+(x) - I^-(x) = \frac{1}{Z}(V^+(x) - V^-(x)) \quad (3.6)$$

Il est possible de normaliser les tensions incidente et réfléchie, on obtient des termes correspondant à des racines de puissances et qui vont permettre, par la suite de définir la matrice S, selon

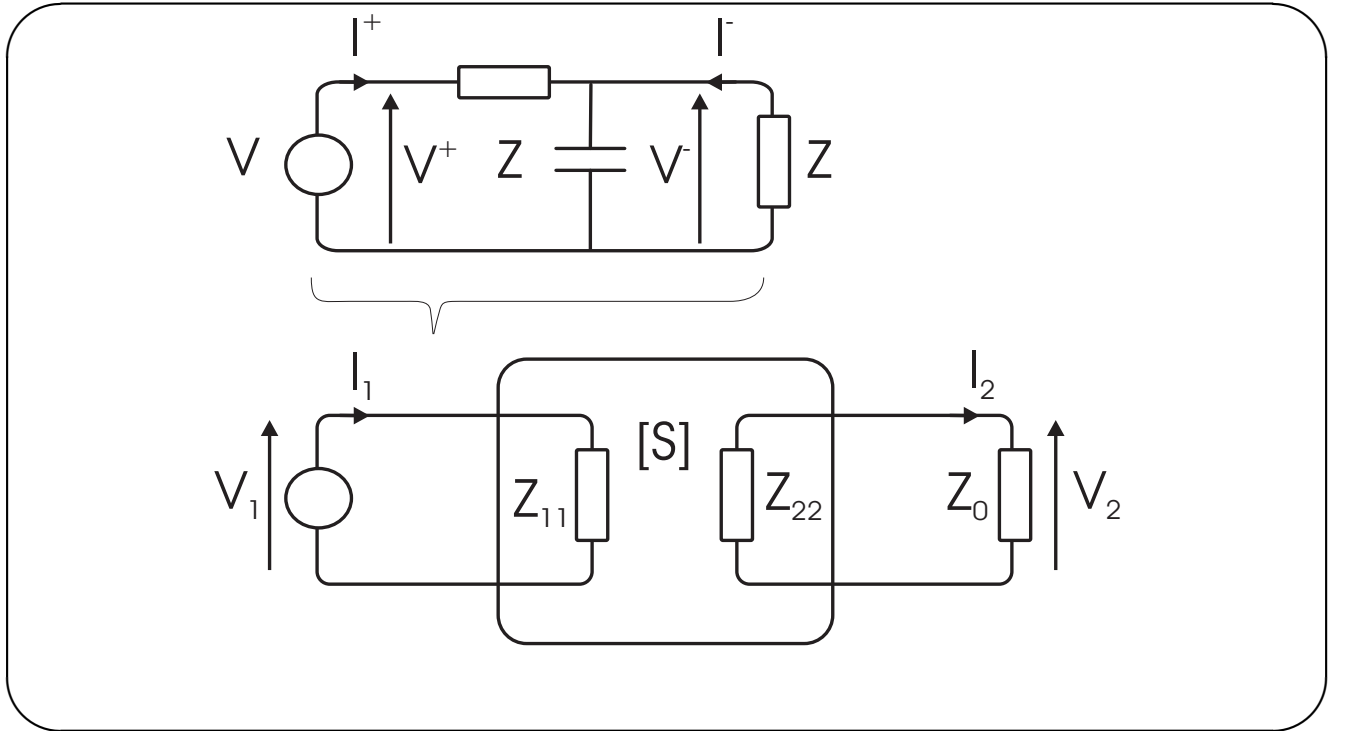
$$a(x) = \frac{V^+(x)}{\sqrt{Z}} = \frac{1}{2\sqrt{Z}}(V(x) + Z.I(x)) = \sqrt{P^+} \quad (3.7)$$

$$b(x) = \frac{V^-(x)}{\sqrt{Z}} = \frac{1}{2\sqrt{Z}}(V(x) - Z.I(x)) = \sqrt{P^-} \quad (3.8)$$

Il faut alors noter que la puissance net à travers un câble coaxial, ou de chaque coté d'un centre diffuseur, peut s'écrire comme la différence des puissances de chaque onde + et -.

$$P = P^+ - P^- = |a(x)|^2 - |b(x)|^2 \quad (3.9)$$

Maintenant, on peut définir une matrice S qui représente la diffusion des ondes sur un centre de transmission D [123] comme sur le schéma suivant où chaque coté du centre diffuseur peut être décrit comme précédemment par la somme de deux ondes de potentiels propageante et contrepropageante.



TAB. 3.2 – Le principe de diffusion entre deux cables coaxiaux

3.2.2 Les paramètres de diffusion

La matrice de diffusion S

Comme son nom l'indique, la matrice de diffusion décrit les amplitudes des ondes transmises et réfléchies par le dispositif sous test pour une onde incidente d'amplitude unité.

Dans le cas le plus simple d'un quadrupole comme un transistor, les amplitudes des ondes sortantes, b_1 et b_2 , mesurées sur les ports 1 et 2 d'un analyseur, sont reliées aux amplitudes des ondes incidentes a_1 et a_2 par la matrice de diffusion :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = S. \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Les paramètres S_{11} et S_{22} sont les coefficients de réflexion, alors que S_{12} et S_{21} sont les transmissions. Le sens physique de S_{21} est simplement la fonction de réponse à une excitation $a_1(w)$ comme pour l'équation temporelle suivante .

$$b_2.V_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{S}_{21}(t-t').a_1(t').V_0 dt'|_{a_2=0} = 0 \quad (3.11)$$

La méthode la plus couramment utilisée pour faire des mesures sur un système physique est de la soumettre à une force extérieure et d'observer la réponse linéaire du système. Pour que le résultat de l'expérience reflète convenablement les propriétés intrinsèques du système, le champ extérieur doit être suffisamment faible pour que l'effet de la perturbation n'altère pas la nature du système. On est alors dans le domaine de la réponse linéaire.

Les matrices Z et T

La matrice S peut être très compliquée à interpréter car elle tient compte de l'ensemble des éléments du système. Une manière d'exprimer le comportement de chaque élément séparément est de décrire le système avec la matrice d'impédance. Tout dipôle est caractérisé à haute fréquence par une matrice de diffusion et une matrice d'impédance. On définit la matrice d'impédance Z selon

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ -I_2 \end{pmatrix} = Z. \begin{pmatrix} I_1 \\ -I_2 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

On peut aussi se convaincre que la matrice Z s'écrit aussi sous la forme suivante

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \frac{1}{Z_{21}} \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{11}.Z_{22} - Z_{12}.Z_{21} \\ 1 & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

On a alors obtenu la matrice de transfert du système.

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} = (T')^{-1}. \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

On peut noter l'existence du symétrique de ces équations par inversion des coefficients 1 et 2. La matrice de transfert définit le couple courant tension en tous points du système à condition de la connaître auparavant en un point. De plus il est intéressant de noter qu'une matrice de transfert peut se décomposer en deux sous matrices selon :

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ I_1 \end{pmatrix} = T'^{-1}. \begin{pmatrix} V_3 \\ I_3 \end{pmatrix} = T'^{-1}T''^{-1}. \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} = T^{-1}. \begin{pmatrix} V_2 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

La matrice T^{-1} globale s'écrit comme le produit des matrices $T^{n(-1)}$. Cette matrice est utile dans le cas de plusieurs centres diffuseurs en série et permet de décomposer une chaîne de mesure en plusieurs parties distinctes comme pour la chaîne de mesure cryogénique utilisée pendant cette thèse.

Relation entre S et Z et détermination de S_{21} et S_{11}

On peut définir a_1 et b_1 comme

$$a_1 = \frac{1}{2\sqrt{Z_{11}}}(V_1 + Z_0 \cdot I_1) \quad (3.16)$$

$$b_1 = \frac{1}{2\sqrt{Z_{11}}}(V_1 - Z_0 \cdot I_1) \quad (3.17)$$

Il est alors facile de décrire S_{11} tel que :

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0} = \frac{Z_{11} - Z_0}{Z_{11} + Z_0} \quad (3.18)$$

Au contraire, si on veut trouver le terme S_{21} il faut prendre en compte les 2 cotés du diffuseur :

$$S_{21} = \sqrt{n^2} \cdot \frac{2V_2}{V_1 + Z_0 \cdot I_1} \quad (3.19)$$

Le coefficient n est le rapport $n = \sqrt{Z_{11}/Z_{22}}$. On retiendra que quand les impédances des milieux 1 et 2 sont égales le coefficient n est égal à 1, on obtient la formule simplifiée suivante :

$$\frac{S_{21}}{1 + S_{11}} = \frac{V_2}{V_1} \quad (3.20)$$

Dans ce cas particulier, l'amplitude de l'onde électromagnétique du côté 1 est la somme des ondes incidentes et réfléchi c'est à dire une onde avec un coefficient d'amplitude $(1 + S_{11})$. Du côté 2 l'amplitude de l'onde étant proportionnelle à S_{21} , le rapport des amplitudes est égal au rapport des tensions, uniquement dans le cas où les impédances 1 et 2 sont égales. Cette écriture est simple et pratique à appliquer dans la plupart des cas.

Il est donc possible de connaître les caractéristiques de nos échantillons en mesurant avec le VNA les paramètres S de nos échantillons puisque les coefficient de la matrice sont directement liés à la matrice d'impédance et aux impédances des éléments du système.

Conservation de la puissance

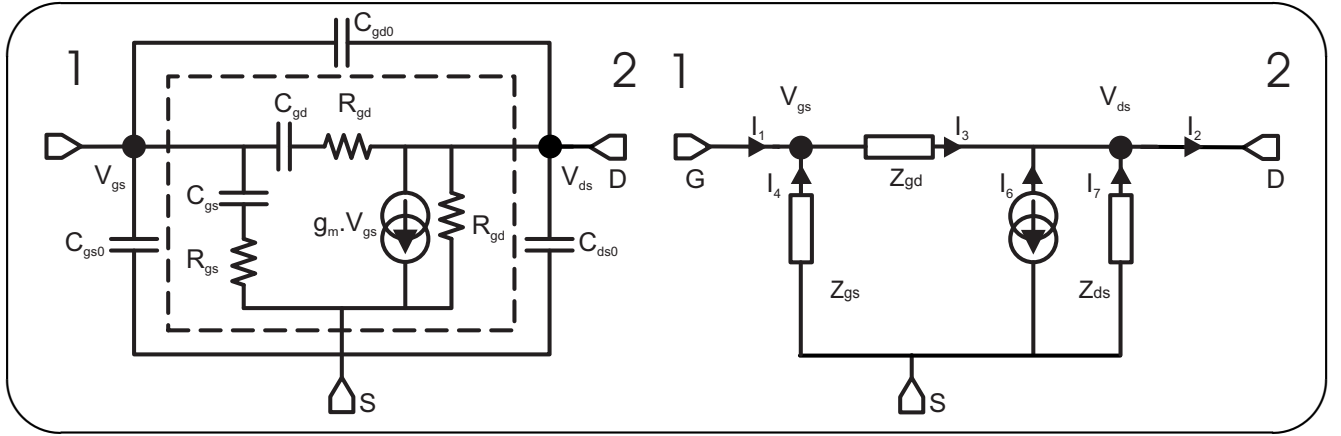
La conservation de la puissance net $P_1 = P_2$, s'écrit :

$$|a_1|^2 - |b_1|^2 = |a_2|^2 - |b_2|^2 \quad (3.21)$$

Dans le cas où on excite uniquement le port 1, $a_2 = 0$, si on exprime la conservation de la puissance en fonction des termes S_{21} et S_{11} on obtient alors

$$|S_{21}|^2 + |S_{11}|^2 = 1 \quad (3.22)$$

Cette équation exprime la conservation de la puissance dans le système, même pour le cas très particulier où les impédances ne sont pas égales de chaque côté du centre diffuseur mais que les pertes de puissance sont nulles. L'écriture de S_{21} et de S_{11} , équation (3.19) et (3.18), combinés à l'équation (3.22), impose une relation de proportionnalité entre les tensions V_1 et V_2 qui à pour rapport n . C'est effectivement le cas pour les transformateurs d'impédance que nous allons étudier par la suite.



TAB. 3.3 – Modèle transistor petits signaux

3.2.3 Transmission d'un transistor

Les constructeurs donnent généralement dans les fiches techniques de transistors le tableau des quatre paramètres de diffusion, parties réelle et imaginaires, en fonction de la fréquence, intégré ensuite dans les logiciels de modélisation pour simuler le fonctionnement du transistor dans les circuits électroniques. De ce tableau ils tirent les caractéristiques électriques comme la transconductance, les capacités grille-drain et grille source, la résistance du canal, etc... rentrent dans un modèle électocinétique basse fréquence du transistor. Dans le cas des nanotubes la nécessité d'utiliser un étage de post-amplification en sortie du transistor limite la mesure aux seuls paramètres de transmission grille-drain S_{12} et reflection S_{11} sur la grille. A basse température, même la réflexion est difficilement mesurable à cause des atténuateurs disposés sur la ligne d'excitation pour thermaliser à basse température le rayonnement incident. Dans cette thèse nous nous sommes principalement limités à la mesure de S_{21} que nous exprimons, dans ce paragraphe, en fonction des paramètres électrique du transistor.

Pour rappel, on définit la transmission entre la grille et le drain :

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0} = \frac{2.V_2}{V_1 + I_1.Z_0} \quad (3.23)$$

avec $Z_0 = 50 \Omega$, V_1 l'excitation du coté grille et V_2 la tension haute fréquence du coté drain. Il faut donc connaître les tensions et les courants dans notre système. Un schéma pour petits signaux est présenté dans l'encadré (3.2.3). Ce modèle est établi d'après la référence [96]. La description du paramètre S_{21} est aussi introduite en référence [125] avec une méthode légèrement différente et les résultats concordent jusqu'au deuxième ordre du développement en fréquence de la transmission S_{21}

En se référant au modèle proposé par les schémas (3.2.3), il est facile d'écrire l'équation suivante.

$$i_3 = i_2 + g_m.V_1 - \frac{V_2}{Z_{ds}} = i_1 + \frac{V_1}{Z_{gs}} = \frac{V_1 - V_2}{Z_{gd}} \quad (3.24)$$

Les impédances doivent être définie comme :

$$Z_{gd} = \left(\frac{j\omega C_{gd}}{j\omega C_{gd}R_{gd} + 1} + j\omega C_{gd0} \right)^{-1} \quad (3.25)$$

$$Z_{gs} = \left(\frac{j\omega C_{gs}}{j\omega C_{gs}R_{gs} + 1} + j\omega C_{gs0} \right)^{-1} \quad (3.26)$$

$$Z_{ds} = \left(\frac{1}{R_{ds}} + j\omega C_{ds0} \right)^{-1} \quad (3.27)$$

Pour définir le terme S_{21} il faut se placer dans le cas où $a_2 = 0 \iff i_2 = V_2/Z_0$, en pratique cela revient à mettre une 50Ω du côté drain pendant la mesure. On obtient alors un système soluble, si on commence à exprimer les courants i_1 et V_1 , on obtient :

$$i_1 = V_1 \left(\frac{1}{Z_{gd}} - \frac{1}{Z_{gs}} \right) - V_2 \left(\frac{1}{Z_{gd}} \right) \quad (3.28)$$

$$V_1 = V_2 \frac{\left(1 + \frac{Z_0}{Z_{gd}} - \frac{Z_0}{Z_{ds}} \right)}{\left(-Z_0 g_m^{rf} + \frac{Z_0}{Z_{gd}} \right)} \quad (3.29)$$

Il suffit de rassembler les équations (3.23), (3.28) et (3.29) pour écrire la transmission de notre transistor

$$S_{21} = \frac{-2Z_0 g_m^{rf} + 2 \frac{Z_0}{Z_{gd}}}{\left(1 + \frac{Z_0}{Z_{gd}} - \frac{Z_0}{Z_{ds}} \right) \left(1 + \frac{Z_0}{Z_{gd}} - \frac{Z_0}{Z_{gd}} \right) - \frac{Z_0}{Z_{gd}} \left(-Z_0 g_m^{rf} + \frac{Z_0}{Z_{gd}} \right)} \quad (3.30)$$

La première conclusion de cette équation est que la transmission S_{21} dépend directement des termes capacitifs et de la transconductance de notre système. A présent, afin de simplifier l'équation (3.30), nous allons faire l'approximation que les résistances $R_{ds}, R_{gd}, R_{gs} \gg Z_0 = 50 \Omega$. Si on ne garde que les termes du premier ordre en fréquence, S_{21} s'écrit comme la somme des trois termes suivants :

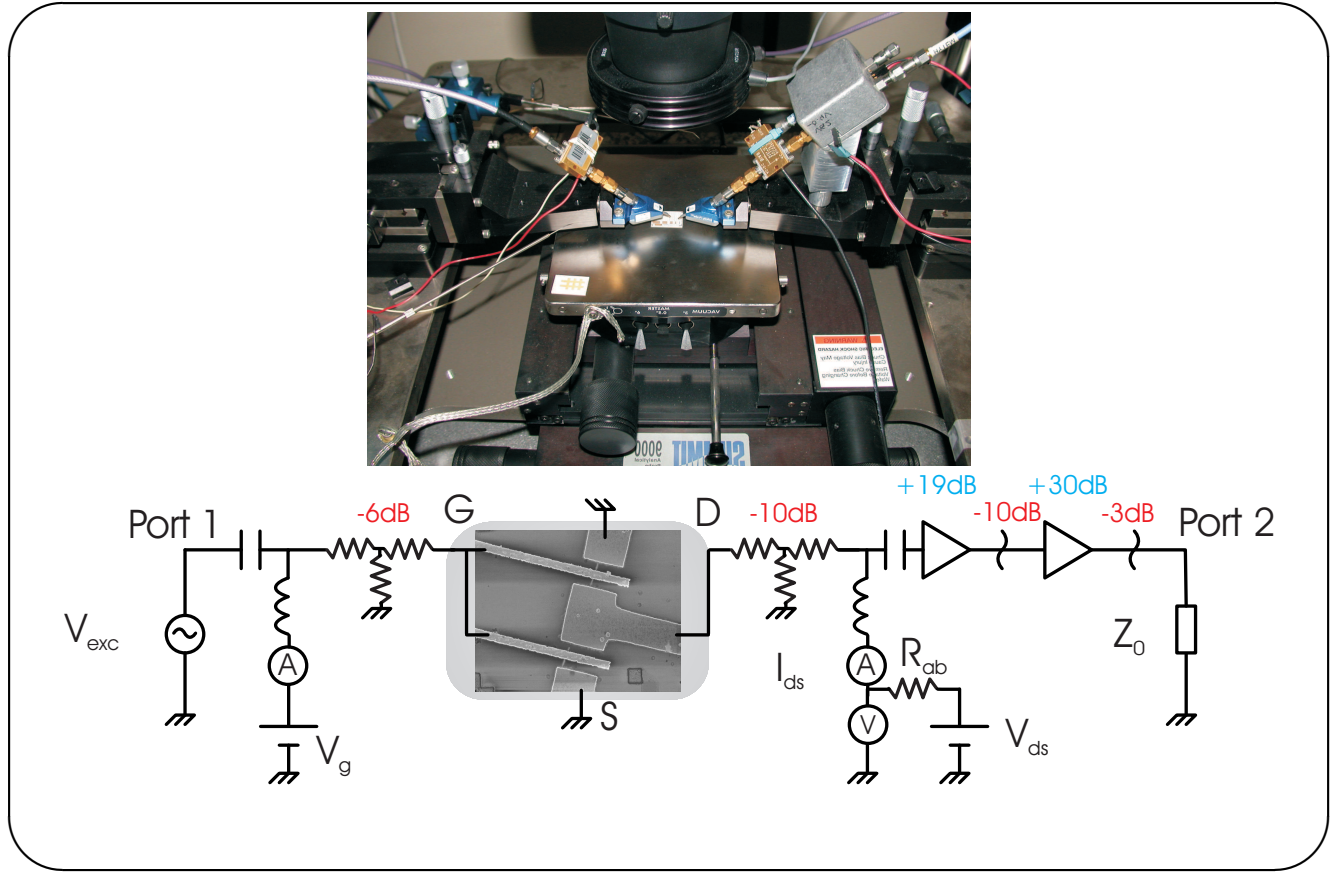
$$S_{21}^0 \approx 2Z_0 j\omega C_{gd0} \quad (3.31)$$

$$S_{21}^p \approx 2Z_0 j\omega C_{gd}(V_g)(1/(1 + j\omega C_{gd}R_{gd})) \quad (3.32)$$

$$S_{21}^a \approx 2Z_0 g_m^{rf}(V_{ds}) + 2Z_0 j\omega \Delta C_{gd}(V_{ds}) \quad (3.33)$$

Le premier terme S_{21}^0 est la contribution parasite des capacités géométriques entre la grille et le drain. Ce terme est la contribution au courant i_2 quand on applique une tension sur la capacité C_{gd0} . Il est évident que le but du travail présent consiste en partie à réduire ce terme parasite car il intervient au premier ordre dans le développement de S_{21} . L'implémentation d'une structure coplanaire permet de réduire ce terme. Le second terme est équivalent mais représente la contribution passive de C_{gd} propre au transistor à nanotube, il est présent à $V_{ds} = 0V$. Le troisième terme apparaît uniquement quand on polarise V_{ds} , c'est le terme actif qui provient de la contribution en gain de tension du transistor. L'étude des termes passifs et actifs sont décrits dans la section 4.2.2 à la page 82.

Les termes au dénominateur dans l'équation 3.30 peuvent être interprétés pour la plupart comme des contributions de filtrage passe bas. Par exemple, si on place un filtre RC passe-bas, nous devons faire intervenir la fonction de transfert $h(\omega) = 1/(1 + jRC\omega)$. De la même manière si le terme lié à la capacité ωC_{ds} devient grand par rapport à 1, nous devons prendre en compte dans la forme de S_{21} le facteur $1/(1 + jR_{ds}C_{ds}\omega)$. Cette remarque est très



TAB. 3.4 – Tête de mesure de la station de mesure RF (Cascade Summit 9000). Schéma électrique de mesure de la transmission d'un transistor à nanotube double grille.

importante pour la description du transformateur de la mesure cryogénique car ce dernier peut s'apparenter à une capacité C_{ds} supplémentaire. Nous verrons par la suite que le signal est effectivement filtré en présence du transformateur.

Si on évalue les différents termes que nous voulons mesurer dans la transmission, g_m et C_{gd} , nous attendons des valeurs pour la transmission S_{21} de l'ordre de :

$$\begin{cases} 2Z_0\omega C_{gd} \sim 2\pi \cdot 100 \cdot 1.6 \text{GHz} \cdot 60 \text{aF}/\mu\text{m} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ pour } 1 \mu\text{m de grille} \\ 2Z_0g_m \sim 100 \cdot 20 \cdot 10^{-6} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ pour } 20 \mu\text{S} \\ 2Z_0\omega C_{gd0} \sim 2\pi \cdot 100 \cdot 1.6 \text{GHz} \cdot 1 \text{fF} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ pour } 1 \text{fF} \end{cases}$$

Les deux premiers termes sont du même ordre de grandeur pour une grille de largeur $3 \mu\text{m}$ et pour g_m de l'ordre de quelques μS et qu'il faut séparer de manières expérimentales chaque termes pour pouvoir voir la dépendance de chacun.

3.3 Dispositif de mesure RF sous pointes

Le dispositif de mesure sous pointes RF à température ambiante est représenté sur la figure 3.2.3. La photo montre une cale de calibration sur la table de mesure ainsi que les pointes d'excitation et de mesure. Pour éviter les résonances dans les lignes, des atténuateurs sont montés sur les têtes de mesure et suivis des tés de polarisation. La sortie est équipée en outre d'un préamplificateur bas bruit (type *OMMIC CGY2107*) de gain 27 dB sur le papier

mais 19dB à la mesure de calibration. Il est suivi d'un second étage (*Agilent-Sonoma-310*, bande passante 1 GHz, gain de 32 dB (30 dB réels), pas visible sur le cliché). Les signaux sont produits et détectés par un analyseur de réseaux vectoriel ou VNA (*Anritsu 37369C*). Les polarisations grille et drain assurées par des alimentations stabilisées (*Yokogawa 7651*). Les courants sont mesurés au multimètre (*Keithley 2000*).

3.3.1 Les mesures en continu

Une mesure 2 points est effectuée pour chaque échantillon. Nous polarisons notre transistor avec les sources de tension Yokogawa, et mesurons les courants I_{gs} et I_{ds} comme sur le schéma 3.2.3. Notre méthode a consisté à mettre une résistance de calibration R_{ab} proche de celle d'un nanotube standard en série à l'impédance du nanotube de valeur, nous imposons un courant de polarisation I_{ds} et mesurons la tension V_{ds} au multimètre. La tension V_{ab} aux bornes de R_{ab} nous donne la valeur de I_{ds} . V_{ab} est de l'ordre de $\frac{V_{appl.}}{2}$ et $V_{appl.} = V_{ds} + V_{ab}$.

3.3.2 La mesures RF

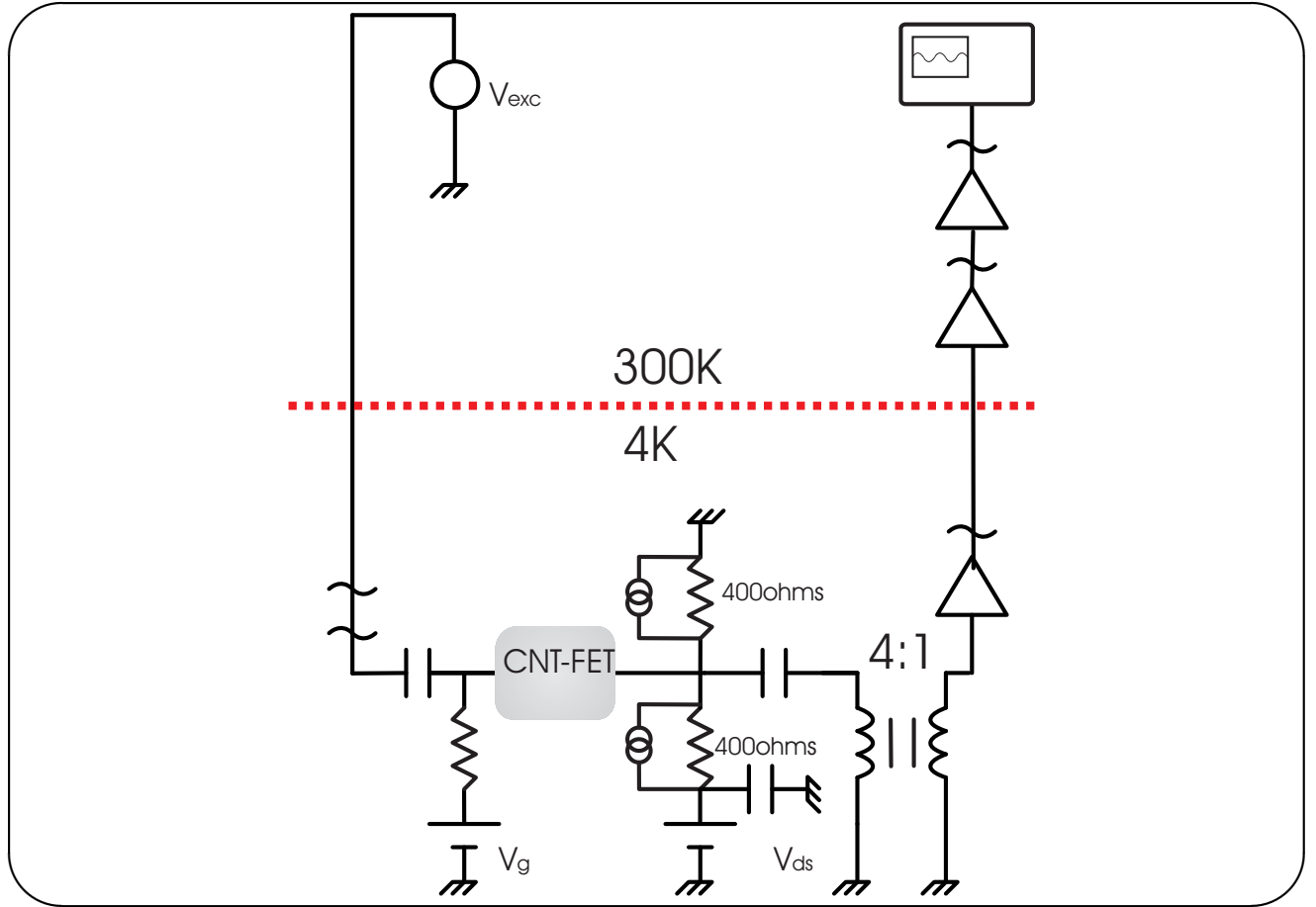
la procédure expérimentale est la suivante. La calibration est effectuée au moyen d'une cale de transmission unité et de longueur électrique connue. Le niveau d'excitation est déterminé pour rester inférieur à l'énergie thermique, soit 25 meV, de manière à assurer des conditions de mesure linéaires. On travaille dans une bande passante 0.04–1.6 GHz avec une résolution de 0.04 GHz. Les mesures sont réalisées sur 20 moyennes. Ce petit nombre permet de palier un des problèmes principaux des mesures sous pointes hautes fréquences, celui des vibrations. Les pointes bougent et abîment les contacts en or. Elles peuvent aussi se déconnecter pendant les mesures, ce changement brusque de polarisation est susceptible de dégrader les échantillons.

3.4 La chaîne de mesure RF cryogénique

La figure 3.5 est un schéma de la chaîne de mesure. Elle se décompose en 4 parties qu'on peut décrire par quatre matrices de diffusion : la descente du signal entre le générateur et l'échantillon (S_{10}), le transistor lui-même (S_{21}), le transformateur d'adaptation d'impédance (S_{32}) et la chaîne d'amplification (S_{43}). Mises à part les difficultés de calibration, mentionnées plus haut et détaillées au chapitre 5, un point important du montage est l'adaptation d'impédance entre les 200 Ω en sortie du transistor et les 50 Ω des câbles et de l'électronique cryogénique. Elle est réalisée en utilisant un mini-transformateur (*Coilcraft SMT Wideband WBC4-4L*) de rapport d'enroulements secondaire-primaire égal à 2, et de bande passante 1 MHz–0.8 GHz. Dans ce qui suit nous décrivons brièvement les différentes solutions adoptées pour notre montage.

3.4.1 La chaîne de mesure

Pour mesurer le signal nous utilisons un oscilloscope numérique 4 voies (*Agilent infinium 54854A*), de fréquence d'échantillonnage 20 Géchantillons/s, et de bande passante 4 GHz. Nous l'avons programmé pour l'analyse de Fourier des signaux. Le signal à mesurer étant appliqué à la voie 2 et la référence à la voie 1, la transmission totale de la chaîne est définie comme le rapport $S_{40} = W_{21}/W_{11}$ du spectre d'intercorrélation W_{21} au spectre d'autocorrélation de la référence W_{11} . Les spectres sont obtenus de manière classique à partir des



TAB. 3.5 – Schéma de la chaîne de mesure cryogénique.

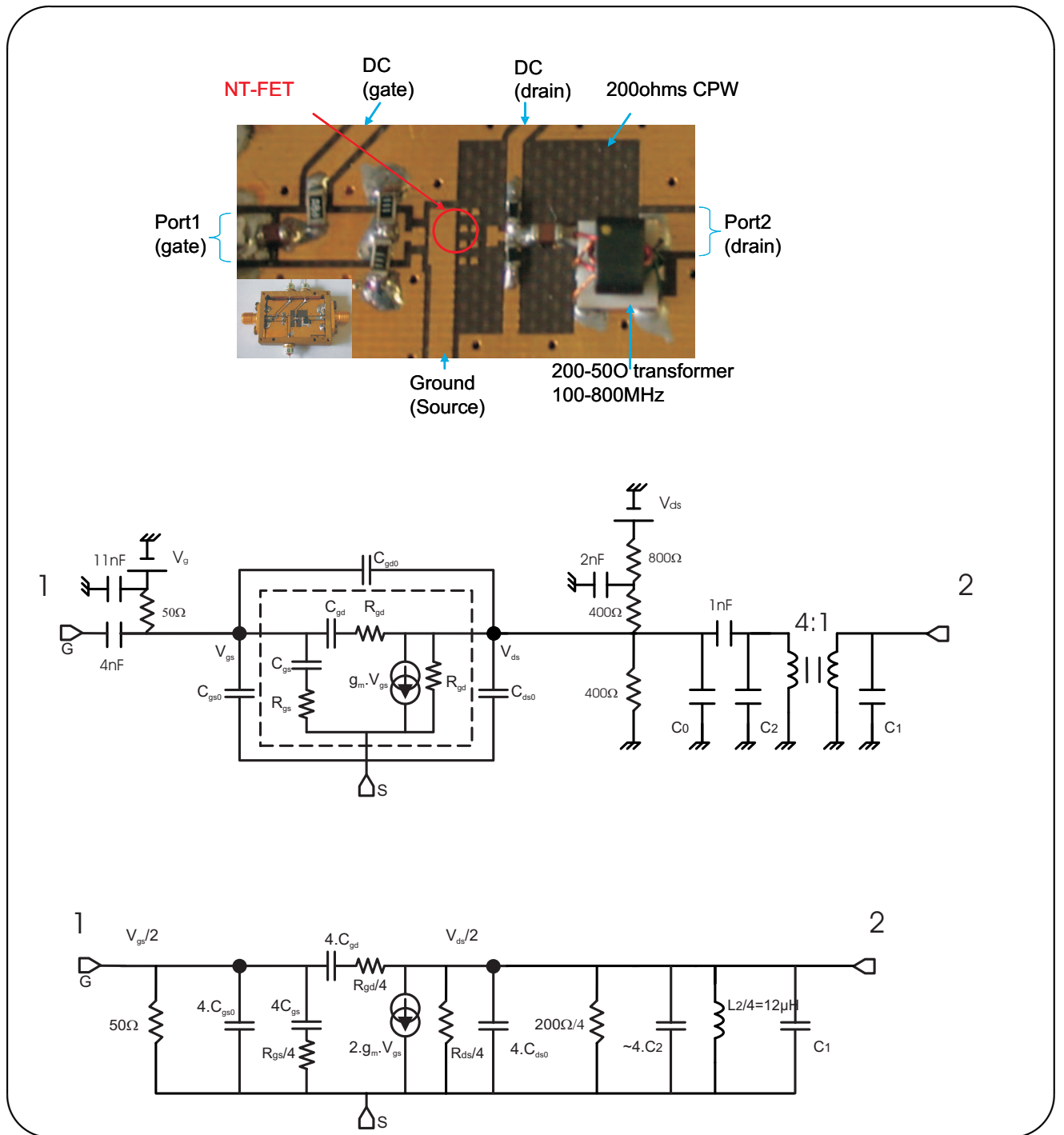
coefficients de fourier des signaux mesurés [124]. La référence comprend une ligne à retard pour compenser la longueur électrique du montage et un déphaseur mécanique variable pour les réglages fins. La fréquence de mesure est balayée par programme dans la bande 0.02–1.6 GHz de sorte à reproduire la fonction d’un analyseur de réseau vectoriel. Pour les mesures de bruit, on mesure directement la puissance en sortie que nous notons W_{44} en référence à la numérotation des paramètres de diffusion.

La chaîne d’amplification est similaire à celle utilisée dans le montage sous pointe à ceci près que le premier étage est constitué de deux préamplificateurs cryogéniques en série (*Miteq AMFK- 2F-001-020*) de gain 33 dB. Le tableau ci-dessous rassemble les informations techniques sur les amplificateurs. Les mesures de gain et de température de bruit sont décrites au chapitre 5.

Ampli	étage	$T_{\text{étage}}$ (K)	Δf (GHz)(-3dB)	Gain(dB)	T_{bruit} (K)	Noise figure(dB)
Miteq(52)	2	4	0.04-2.2	30	4	0,05(@300K) et 3.1(@4K)
Miteq(51)	2	300	0.04-2.0	32	47	0.65
Sonoma	3	300	0.04-1	32	149-226	1.8-2.5

3.4.2 Le porte échantillon

Le circuit du porte échantillon RF, représenté sur la figure 3.6, a fait l’objet d’un soin particulier. Son dessin a été optimisé sous *Microwave Office* par Anne Denis au service électronique du laboratoire. Il comprend une ligne d’entrée 50 Ω et sa charge, une ligne



TAB. 3.6 – Photo du porte-échantillon utilisé pour les mesures à 4K accompagnée d'un schéma descriptif détaillé. Enfin en bas, nous avons le même schéma avec des simplifications et les valeurs des éléments vus de la sortie (c'est à dire vue à travers le transformateur). Par exemple, Les résistances 200Ω sont bien vu en sortie comme des 50Ω

50Ω de sortie, reliée au secondaire basse impédance du transformateur. Le primaire du transformateur est relié à un court tronçon de ligne 200Ω , elle même refermée sur son impédance caractéristique qui assure l'adaptation de la ligne de sortie. La puce NT-FET, de dimensions $2 \times 2 \text{ mm}$ est montée en pont et connectée par microsoudure entre les extrémités des lignes.

Conclusion:

En conclusion, nous avons vu que le protocole utilisé dans cette thèse est orienté vers la réduction des résistances de contact et des capacités parasites de nos nanotransistors. Nous allons voir, par la suite, que le protocole et les échantillons ont répondu aux exigences de notre travail de recherche.

La mesure haute fréquence demande une approche particulière de l'électronique et les problèmes rencontrés sont différents. Par exemple, il faut réduire les bruits du système de mesure en utilisant des amplificateurs bas-bruit commerciaux. Une autre solution est de mettre le système de mesure à 4K et, ainsi, réduire tous les bruits du système.

Nous avons analysé une solution originale au problème de l'adaptation d'impédance à travers le transformateur. Notre approche à l'aide d'un transformateur d'impédance est une solution qui en pratique est simple à appliquer. La bande passante du transformateur correspond exactement aux exigences de l'étude hautes fréquences de notre nanotransistor.

Maintenant que nous connaissons notre chaîne d'amplification il reste à définir un protocole pour calibrer la chaîne de mesure. Pour la table de mesure haute fréquence la calibration est simple mais devient d'un autre niveau pour le montage cryogénique. Nous allons voir dans les chapitres suivant les détails de la calibration et surtout, nous détaillerons l'utilisation de la résistance de $200\ \Omega$ et de la dépendance linéaire du bruit de cette résistance. Par ailleurs, nous aborderons enfin les résultats expérimentaux de nos transistors à nanotube de carbone comme les valeurs dynamiques de la transconductance et des capacités de grilles ainsi que les mesures de bruit.

Chapitre 4

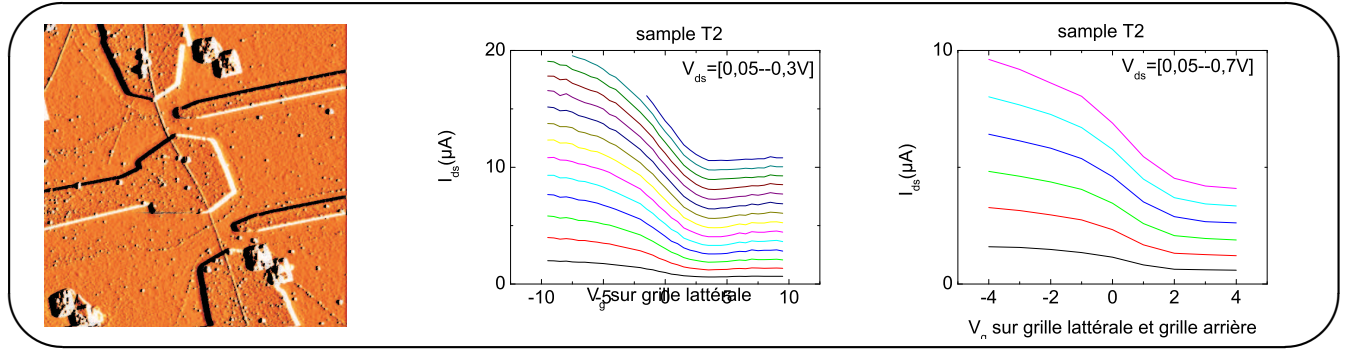
Propriétés dynamiques à température ambiante

Ce chapitre est consacré à la caractérisation à température ambiante des transistors à nanotubes. La technique de nanofabrication, décrite au chapitre précédent a évolué au cours de cette thèse et convergé vers une géométrie de dispositifs de type coplanaire avec double grille recouvrante et substrat en silicium haute résistivité qui donne les meilleurs résultats. Dans une première partie, nous décrivons succinctement les étapes de caractérisation qui nous ont permis de déterminer cette configuration optimale. Nous présentons ensuite les résultats de mesure sous pointes en régimes continu et RF (bande 0–1.6 GHz) sur des dispositifs à grille micrométrique et nanométrique qui permettent de qualifier les dispositifs réalisés par rapport à l'état de l'art tant pour ce qui est des propriétés en fréquence que pour le gain en continu. Nous extrayons de ces mesures à la fois la transconductance et la capacité grille-nanotube ainsi que le rapport $\omega_T = g_m/C_g$, qui n'est autre que la fréquence de transit qui conditionne la sensibilité des nanotransistors pour la détection de charge. Enfin nous présentons une analyse des résultats obtenus à la lumière des modèles présentés au chapitre 2. Les dispositifs à grille micrométrique, qui fonctionnent en régime diffusif, servent de témoin pour mesurer la mobilité électronique de nos nanotubes semiconducteurs. Nous pouvons ainsi évaluer la contribution de la diffusion sur les caractéristiques des transistors nanométriques et remonter aux propriétés balistiques de ces derniers. Notre conclusion est que les propriétés dynamiques des nanotransistors sont ultimement contrôlées par le temps de vol des électrons sous la grille en accord avec les prédictions de notre modèle heuristique du chapitre 2.

4.1 Mesures en régime continu

4.1.1 Propriétés générales

Les nanotubes utilisés pour les transistors sont sélectionnés en fonction de leur longueur $\gtrsim 10 \mu\text{m}$ et de leur diamètre $\lesssim 2 \text{ nm}$, pour obtenir des dispositifs à faible résistance de contact et forte bande interdite $\gtrsim 0.5 \text{ eV}$. La croissance CVD n'étant pas sélective sur la chiralité des nanotubes, il nous faut effectuer un premier repérage pour trier les semiconducteurs des métalliques. Du fait de leur bonne mobilité, les nanotubes semiconducteurs obtenus par CVD sont naturellement dopés en trous par les contacts et sont naturellement conducteurs. En effet, la plupart des métaux nobles utilisés ont un travail de sortie supérieur à celui du graphène, ce qui amène le niveau de Fermi dans le nanotube à quelques centaines de milli-électrons volts dans la bande de valence. Sauf indication contraire, nous utilisons dans ce travail des contacts en Palladium qui minimisent les effets de barrière Schottky dans les nanotubes avec un optimum correspondant à une transmission des contacts voisine de 0.5 pour les tubes de diamètre 1–2 nm tels ceux que nous utilisons. Cette propriété a été vérifiée expérimentalement par la démonstration récente au Laboratoire, sur les mêmes échantillons, d'effet Fabry-Pérot électronique montrant une transmission unité et la suppression du bruit de grenaille à la résonance [46]. Ces expériences ont été réalisées à basse température (1–4 K) et basse énergie ($V_{ds} \lesssim 100 \mu\text{V}$). Dans ce chapitre nous travaillons à température ambiante et avec de fortes polarisations ($V_{ds} \lesssim 500 \text{ mV}$) à la limite du régime non-linéaire. On s'est volontairement limité en tension de manière à préserver l'intégrité des dispositifs, évitant ainsi les risques d'auto destruction des nanotubes parfois observée au dessus de 1 V [39, 40]. Enfin, notons qu'on observe, comme les autres investigateurs, une hystérésis prononcée dans les caractéristiques $I_{ds}(V_g)$ sur lequel nous reviendrons plus loin au moment de discuter des mesures en fréquence. Cet hystérésis est attribuée dans la littérature à l'humidité ambiante.



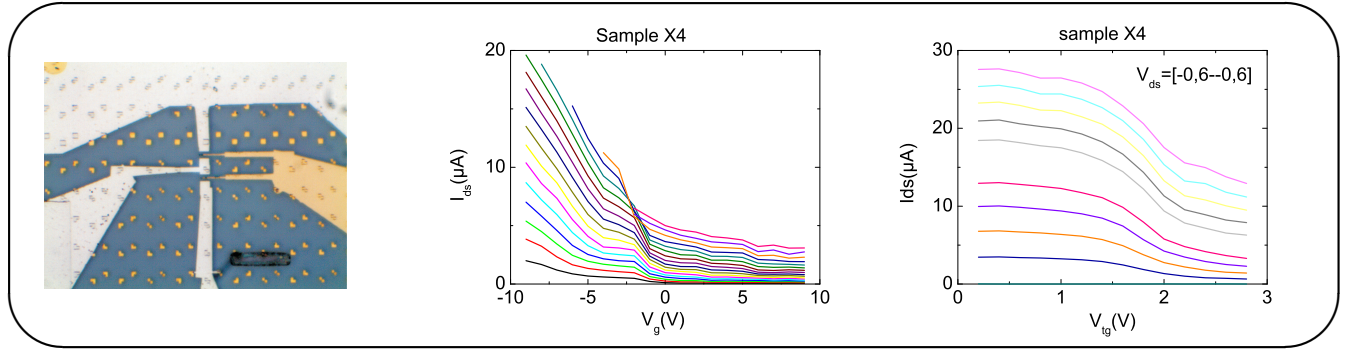
TAB. 4.1 – Transistor T2 à grille arrière et latérale (image AFM $5 \times 5 \mu\text{m}$) : effet de la grille latérale seule (centre) et effets combinés des grille arrière et latérale.

4.1.2 Comparaison entre grilles recouvrante, latérale et arrière

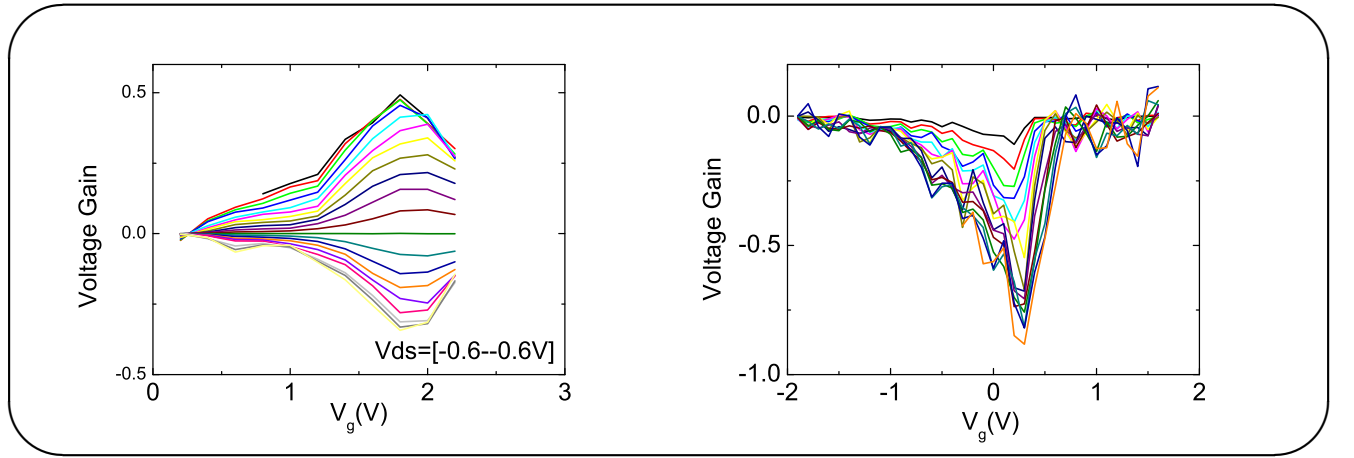
On trie les nanotubes semiconducteurs en vérifiant la sensibilité de leur résistance DC à une tension grille. Pour cela il est pratique d'utiliser le substrat en silicium dopé comme grille arrière commune à tous les dispositifs. Dans la phase initiale de mise au point de la technologie de fabrication, nous avons utilisé ces grilles arrières qui nous ont de plus servi de point de comparaison pour juger de l'efficacité des grilles latérales et recouvrantes. Les épaisseurs d'oxyde SiO_2 ont varié selon les substrats utilisés de 500 nm à 1 μm .

La figure 4.1.1 montre un transistor à double grille latérale et ses caractéristiques DC courant tension grille $I_{ds}(V_g)$. On observe que le courant augmente pour les tension grilles négatives ce qui correspond bien à une conduction de type-p. L'ordre de grandeur du courant ($\Delta I_{ds}(V_g) \sim 10 \mu\text{A}$ à $V_{ds} \sim 0.5 \text{ V}$) est caractéristique des nanotubes submicroniques de haute mobilité. Le transport ohmique observé aux tensions positives est du à la présence d'un nanotube métallique en parallèle. A ce niveau il est difficile de savoir si ce dernier est en configuration de faisceau avec le tube semi-conducteur ou si il s'agit d'un autre nanotube courtcircuitant accidentellement le transistor. Par la suite nous procédons à un dépôt systématique d'alumine pour isoler électriquement les nanotubes indésirables. La différence entre les deux faisceaux de caractéristiques tient à ce que, dans le premier, seule la grille latérale est active alors que dans le second les deux grilles sont activées en parallèle. On observe un facteur deux dans les tensions grille d'ouverture ce qui indique, conformément aux estimations électrostatiques, que grille arrière complète et grille latérale ont une même efficacité. Les transistors à grille locale (latérale et *a fortiori* recouvrante) ne contrôlent pas de manière uniforme le potentiel électrostatique du canal et laissent en particulier des zones d'accès, de part et d'autre de la grille centrale, à dopage "flottant". Cet effet est un inconvénient majeur pour les dispositifs à base de nanotubes obtenus par exemple par ablation laser qui, du fait de leur faible mobilité, sont naturellement non passant. Les nanotubes CVD que nous utilisons ici n'ont pas cet inconvénient et les résistances d'accès jouent ici un rôle à priori négligeable.

La figure 4.1.2 montre un transistor à double grilles recouvrantes et grille arrière ainsi que ses caractéristiques DC courant tension grille $I_{ds}(V_g)$. Le dispositif souffre des mêmes problèmes de conduction parallèle en mode fermé. Qualitativement, on observe un facteur 10 dans les tensions de commande entre grille arrière et grille recouvrante. Les seuils en tension de grille pour l'ouverture du canal sont différents et anormalement élevés sur cet échantillon.



TAB. 4.2 – Transistor X4 (image optique) à grilles arrière et recouvrante : comparaison des effets des deux grilles sur le courant DC



TAB. 4.3 – Transistors X4 et X6 à grille recouvrante : gain DC en tension pour un drain en circuit ouvert

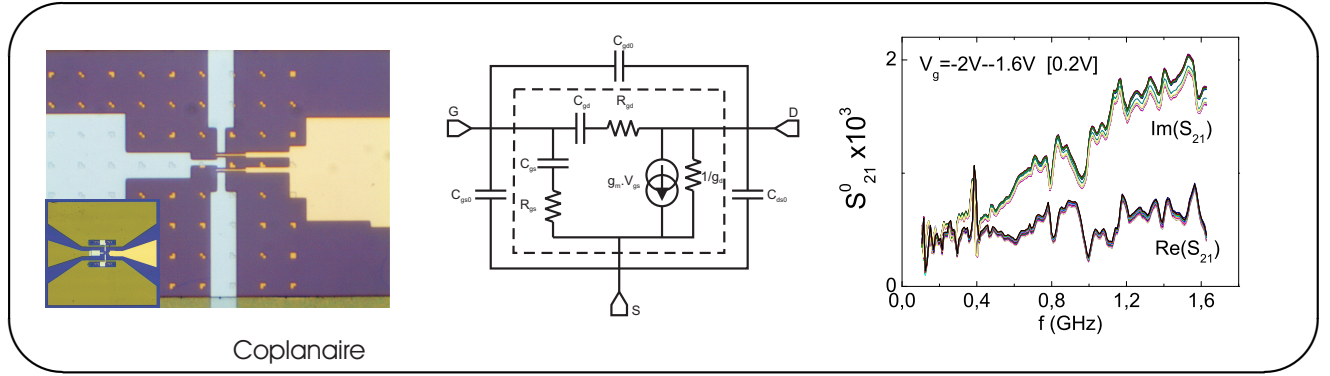
4.1.3 Conductance, transconductance et gain en tension

Nous allons nous attarder sur une autre caractéristique importante des transistors à nanotube, présenté au deuxième chapitre de cette thèse, qui est l'amplification de tension des transistors. Le NT-FET peut faire un bon amplificateur de tension si de nombreux nanotubes sont mis en parallèle pour former le canal. En régime continu, l'amplification de tension vaut

$$G_V = \frac{\delta V_{out}}{\delta V_{in}} = \frac{\delta V_{ds}}{\delta V_g} = \frac{\delta I_{ds}}{G_{ds(w=0)} \delta V_g} = \frac{g_m}{G_{ds(w=0)}} \quad (4.1)$$

Comme les valeurs de g_m et de G_{ds} sont typiquement du même ordre de grandeur, on obtient des gains de tension de l'ordre de 1 pour un nanotube unique ce qui est remarquable pour un conducteur de cette dimension. On peut imaginer que pour un ensemble de nanotube en parallèle le gain peut devenir très grand par rapport à la dimension des canaux et que ce type de transistors peut faire de bons amplificateurs de tension.

La figure 4.1.3 montre le gain de tension de deux transistors de même type et de dimensions comparables (Longueur de grille 300 nm). Pour un transistor en circuit ouvert, on note que la transconductance $g_m < 0$ pour une polarisation $V_{ds} > 0$. On note aussi que $|g_m|$ est supérieur pour une polarisation négative. On note enfin que le gain de tension peut approcher la valeur unité, et même la dépasser dans certains cas, ce qui peut être utile dans



TAB. 4.4 – Gauche : métallisations de la structure coplanaire. Le pas du réseau de croix d’alignement est de $6 \mu\text{m}$. En insert, vue d’ensemble de la métallisation coplanaire de dimensions globales $400 \times 600 \mu\text{m}$. Centre : rappel du schéma électrique équivalent petits signaux du dispositif. Droite : Mesure brute de la transmission de la structure pour différentes polarisations. La contribution principale est le couplage capacitif parasite grille-drain ($C_{gd0} \sim 10 \text{ fF}$). Des mesures de réflexion donnent $C_{gs0} \sim C_{gd0}$. Les oscillations en fréquence sont des reliquats de résonance dus aux imperfections de la ligne de mesure.

certaines applications.

4.2 Mesures haute fréquence

Avant ce travail, le fonctionnement actif d’un transistor à nanotube unique n’avait pas été démontré dans la gamme microonde ($f > 1 \text{ GHz}$). Des mesures de conductance drain-source [95] modulée par une grille DC ou des effets de rectification [79, 102] avaient été observés qui laissaient présager un effet transistor possible dans la gamme micro-onde. D’un autre côté, les estimations théoriques laissaient entendre des performances formidables avec des fréquences de coupure pouvant atteindre le THz. Les mesures présentées dans ce chapitre avaient donc pour objectif de préciser un peu les limites du possible et du réalisable dans ce domaine, ceci en s’appuyant sur les performances mesurées de dispositifs correspondant par ailleurs à l’état de l’art pour ce qui est de leur propriétés DC.

Au cours de cette thèse, les efforts de nos collègues de Saclay et de Lille visant à réaliser des transistors micro-onde avec un canal fait à partir d’un dépôt massivement parallèle de nanotubes, ont été couronnés de succès. Les fréquences de transit record mesurées directement à l’analyseur de réseau vectoriel, après déconvolution par les effets géométriques des contacts, ont été successivement de 8 GHz [97] et 30 GHz [96]. Le dispositif de mesure haute impédance, adapté aux nanotubes uniques, que nous avons réalisé au Laboratoire ne permet pas d’atteindre ces très hautes fréquences ; c’est pourquoi la fréquence de transit ne sera pas mesurée directement mais plutôt déduite des deux paramètres g_m et C_{gd} mesurés indépendamment dans la bande de fréquence intermédiaire $0\text{--}1.6 \text{ GHz}$.

4.2.1 Propriétés générales

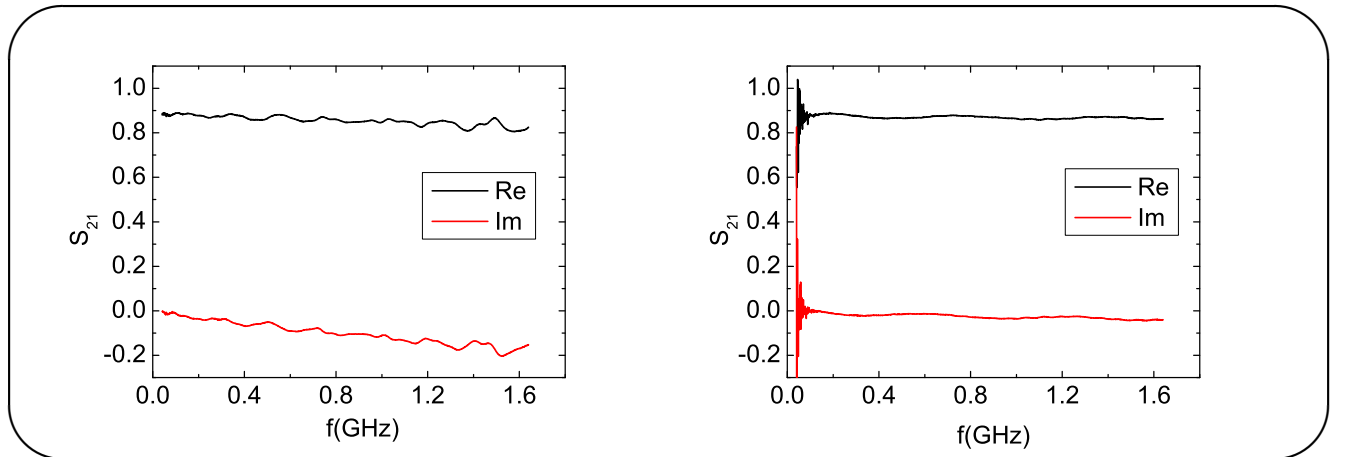
Pour être quantitatives, les mesures sous pointes de transmission nécessitent une bonne adaptation d’impédance des lignes d’entrée et de sortie. Dans le cas contraire, la réponse mesurée fait apparaître des résonances dont la position en fréquence et l’amplitude varient selon l’état de polarisation du nanotransistor. Comme expliqué au paragraphe précédent (voir

Figure 3.2.3 page 69), les têtes de mesure sont donc équipées d'atténuateurs (-6 dB) qui ont pour effet de court-circuiter le nanotube par une impédance $Z_0 = 50 \Omega$. Les polarisations DC, grille et drain se font par le biais d'un Té de polarisation placé respectivement en amont et en aval des atténuateurs de sorte que de forts courants sont débités dans ces atténuateurs.

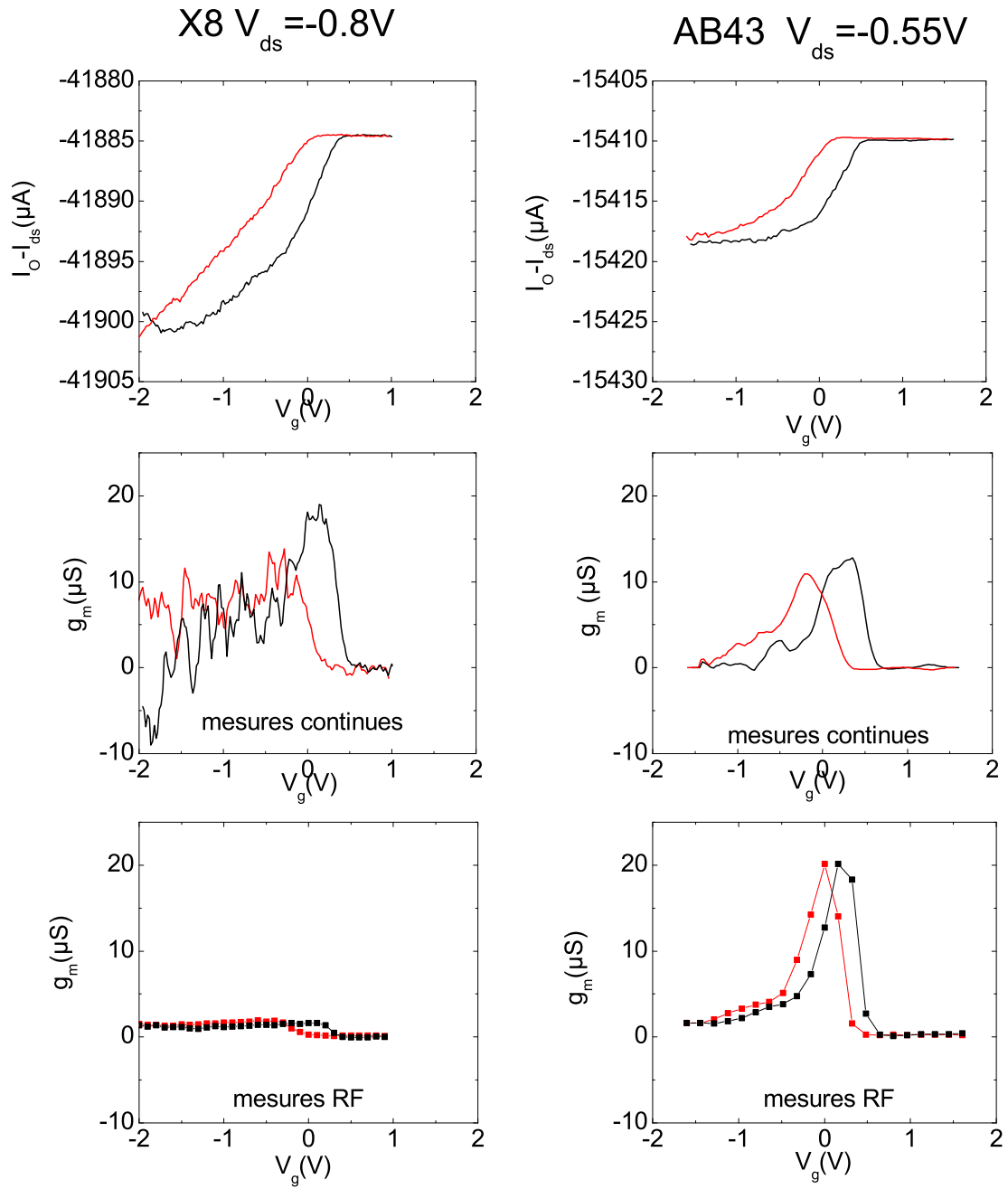
Effets de la structure coplanaire et du substrat

En RF, le gain en tension n'est plus donné par $g_m R_{ds} \sim 1$ mais par $g_m Z_0 \sim 10^{-4}$ – 10^{-3} à cause de l'impédance caractéristique $Z_0 = 50 \Omega$ des lignes. Compte tenu des niveaux d'excitation, $P_{in} = -20$ dB_m ou $V_{in} \lesssim 25$ mV requis pour l'obtention du régime linéaire à température ambiante, et de l'atténuation ajoutée, il s'est avéré nécessaire d'introduire une préamplification bas bruit en tête de mesure, coté drain. Ces différentes contraintes expérimentales ont pour conséquence l'impossibilité de mesurer les paramètres de réflexion (S_{11} et S_{22}), de même que la transmission inverse drain-grille (S_{12}). Reste donc la transmission directe grille-drain décrite par l'équation (3.33) de la page 68. Ses parties réelle et imaginaire donnent accès respectivement à la transconductance et la capacité grille qui sont les deux grandeurs qui nous intéressent. Dans ces expériences, la contribution du nanotube à la transmission est en général dominée par une transmission résiduelle de la structure des métallisations comme indiqué sur la figure 4.4. Cette transmission parasite est minimisée à $qq\text{s}10^{-3}$ par la géométrie en entonnoir des lignes 50Ω . La contribution du nanotube est obtenue par soustraction de la transmission mesurée à la fermeture du canal ($V_g \sim +1$ V) et non, comme dans les méthodes classiques, de celle d'une structure muette (sans nanotube) réalisée sur le même substrat. On gagne ainsi en résolution et la méthode est généralisable aux mesures cryogéniques en boîtier.

La méthode de double pesée précédente suppose que la contribution de la structure soit absolument stable vis à vis des variations de polarisations grille et drain. C'est le cas des métallisations, mais pas des porteurs libres du substrat dont la concentration varie sous l'effet des tensions de polarisation. Même si l'incidence de l'effet est faible en valeur relative, le nombre total de porteurs du substrat concernés reste bien supérieur à celui, ~ 10 – 100 , qu'on veut moduler dans le canal d'un nanotube unique. De plus la résistivité standard des substrats dopés, $\rho \sim 1$ m Ω .cm, correspond à une profondeur de peau $\delta = \sqrt{2\rho/\mu_0\omega} \sim 45$ μm à 1.6 GHz comparable au gap de la structure coplanaire de sorte que la contribution du



TAB. 4.5 – Dépendance de la transmission d'une ligne coplanaire sur substrat silicium oxydé en fonction de la résistivité du substrat (3 m Ω .cm à gauche et 10 k Ω .cm à droite).



TAB. 4.6 – Caractéristiques DC et RF ([0.2-1.6]GHz) de transistors à grille recouvrante ($L_g = 300$ nm) sur substrat dopé (échantillon X8) et haute résistivité (échantillon AB43). Les courbes noires et rouges correspondent aux données prises en tension grille montante et descendante respectivement.

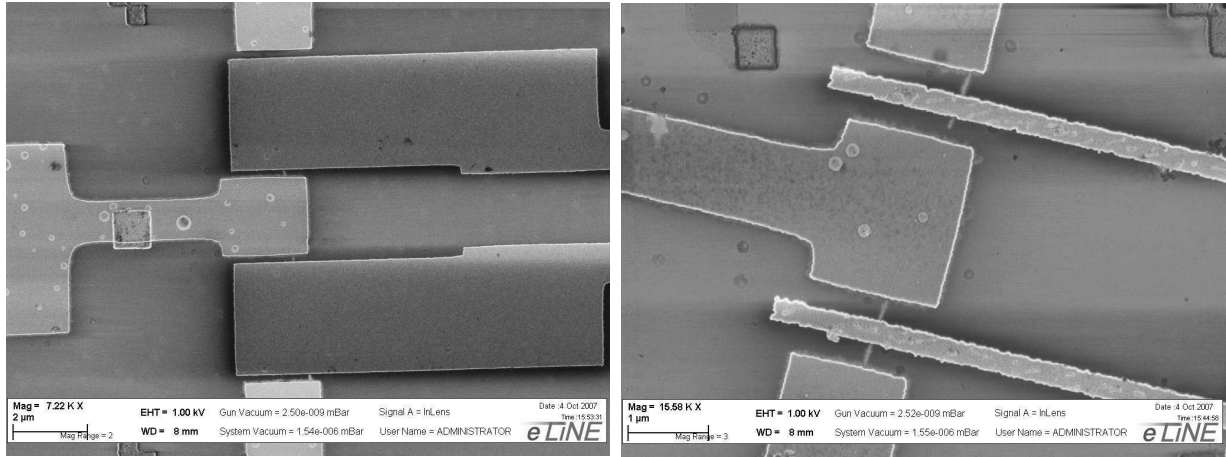


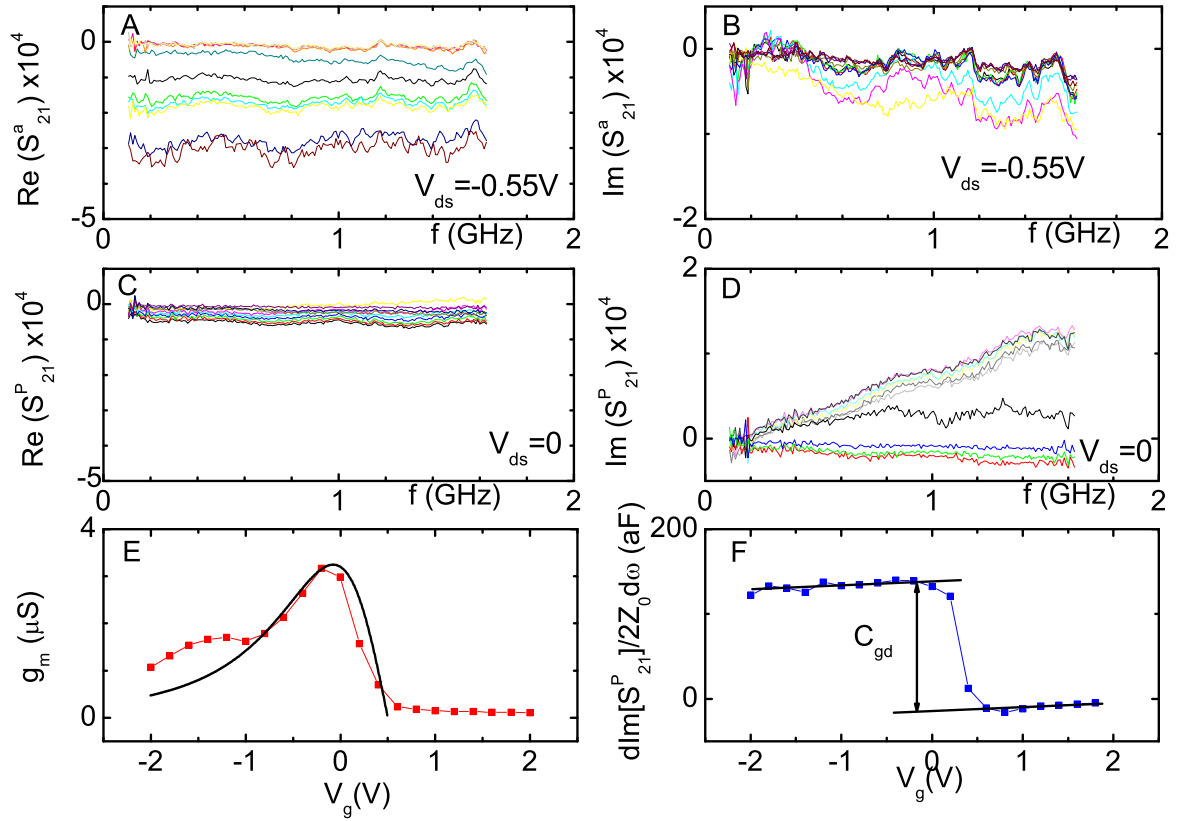
FIG. 4.1 – Image au microscope électronique des transistors à nanotube unique double grille longue (AAx3 : $L_g = 3 \mu\text{m}$) et courte (AA22 $L_g = 300 \text{ nm}$)

substrat intervient *a priori* sur les deux quadrants de phase de la réponse mesurée. Pour palier à cet inconvénient, nous utilisons ci-dessous des substrats "haute résistivité" ($\rho \gtrsim 10 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$) qui donnent des contributions RF minimales. La figure 4.5 montre l'effet des dopants sur un dispositif constitué d'une simple ligne coplanaire joignant drain et source. Les deux lignes ont le même défaut géométrique d'impédance caractéristique responsable d'une transmission finie à fréquence nulle. La ligne sur substrat conducteur montre d'importants déphasages (~ 10 degrés) à fréquence finie. Notons que les problèmes de conduction parasite par le substrat sont une préoccupation générale en physique mésoscopique RF qu'on retrouve dans les expériences sur les gaz bidimensionnels d'électrons [55].

La figure 4.2.1 montre les caractéristiques DC et RF de deux transistors à grille recouvrante de géométrie comparables qui diffèrent par le dopage du substrat. Si les caractéristiques DC sont comparables on note un effondrement des propriétés RF mesurées sur le substrat dopé. Cette grande sensibilité des propriétés RF des nanodispositifs à la conductivité du substrat est assez générale, nous l'avons retrouvée récemment dans une moindre mesure sur des dispositifs au graphène déposés sur des substrats de résistivité $3 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$. Par la suite nous utilisons exclusivement des substrats "haute résistivité". On note que la tendance est opposée sur le substrat "haute résistivité" : la transconductance RF est sensiblement meilleure que la valeur DC. Nous attribuons cette amélioration à la diminution de la résistance de contact par couplage capacitif à haute fréquence.

Les phénomènes d'hystérésis

La figure 4.2.1 montre des différences de courant drain-source en tension grille montante ou descendante. Nous observons ce phénomène sur tous les échantillons mesurés. Le phénomène est bien connu dans le domaine des transistors à nanotube et une explication simple est souvent mise en avance qui fait intervenir le rôle de charges piégées au voisinage du nanotube dont la configuration changerait en fonction de l'histoire du champ électrique. On assiste donc à un phénomène de rétroaction qui dépend de la tension de grille et conduit à de l'hystérésis. Différents tests ont permis de montrer que le phénomène peut être réduit par la mise sous vide, ou hélium liquide du transistor, un flux de gaz tel que l'oxygène où l'hélium purs peut au contraire intensifier le décalage des hystérésis. D'après la littérature



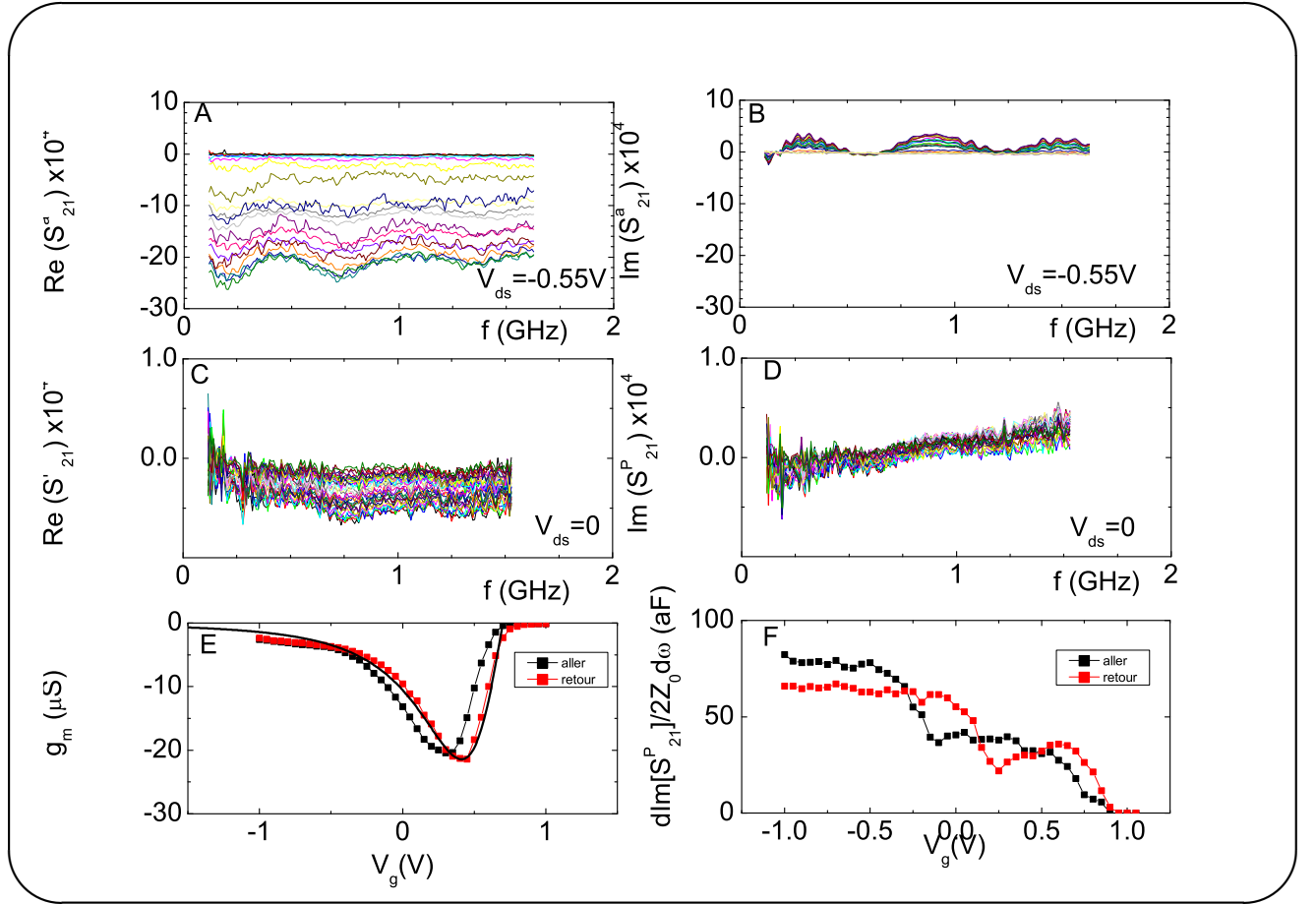
TAB. 4.7 – Mesure typique de transmission RF sur un transistor à grille longue (échantillon AA52, $L_g = 3 \mu\text{m}$), extraction de la transconductance et de la capacité grille-drain

ce phénomène doit disparaître si on passive la surface, avant de déposer la couche d’isolant en alumine, en chauffant l’échantillon pour évaporer les molécules d’eau piégées à la surface.

4.2.2 Transistors à grille longue

Parmi les deux types de transistors réalisés dans cette thèse et représentés sur la figure 4.1 nous commençons par analyser les propriétés RF des transistors à grille longue, dont on sait, d’après les expériences DC de la littérature [80] qu’ils sont de type diffusif (voir Fig.2.1.d page 33). Nous avons étudié six dispositifs à double grille de $3 \mu\text{m}$ qui présentaient des caractéristiques qualitativement similaires. Les principales différences viennent de la valeur du courant en mode ouvert dont on pense qu’il peut être dû à des problèmes de contacts. La figure 4.7 montre un exemple de caractéristiques RF. D’autres exemples sont donnés en annexe C. Les valeurs de transmission sont obtenues à partir des données brutes du type de celles de la figure 4.4 par soustraction de la transmission du transistor polarisé en mode fermé $V_g = 2 \text{ V}$ à la même polarisation drain-source ($V_{ds} = 0 \text{ V}$ et $V_{ds} = 0.55 \text{ V}$ respectivement).

Les cadres A et B de la figure 4.7 montrent les parties réelle et imaginaire de la transmission du transistor polarisé. La partie réelle domine avec une réponse quasiment indépendante de la fréquence dans la bande de mesure mais fonction de la tension grille. *La fréquence de coupure du transistor est donc supérieure à 1GHz.* Les oscillations observées sur les spectres

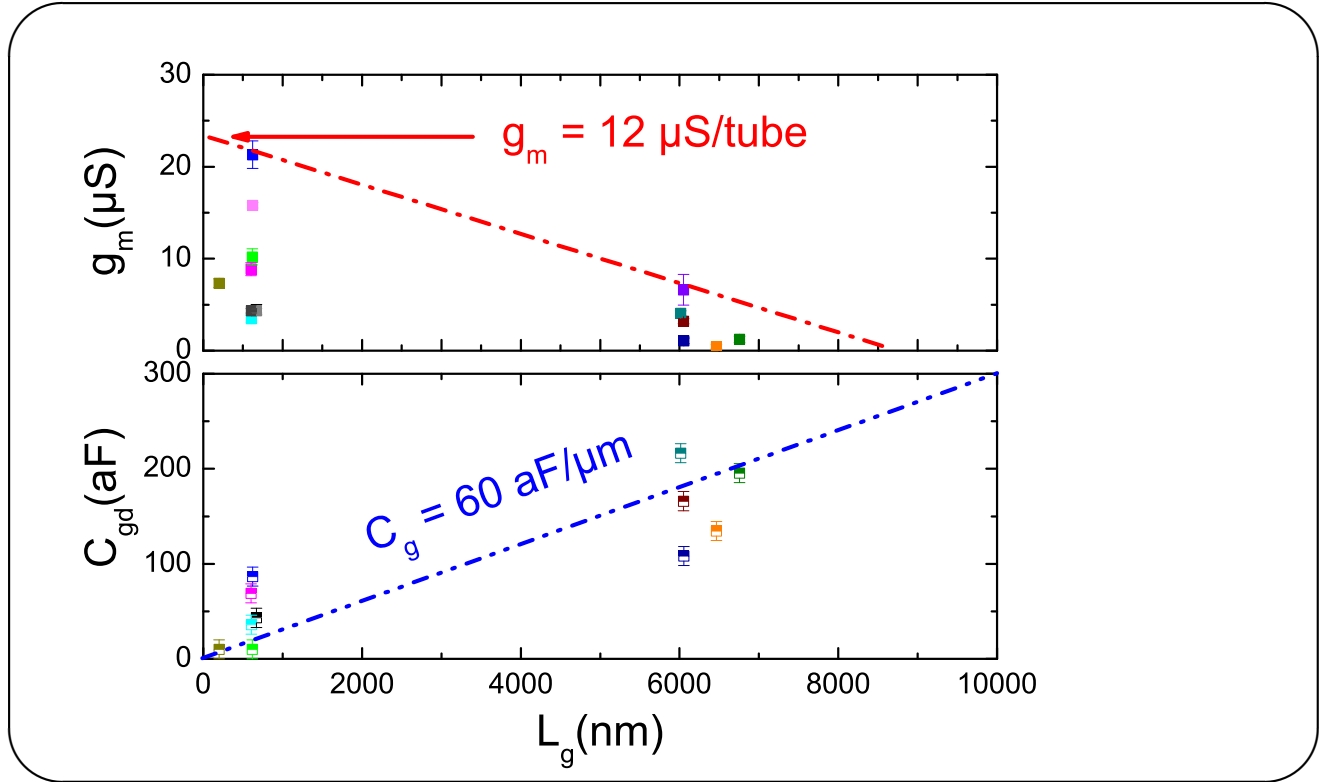


TAB. 4.8 – Mesure typique de transmission RF sur un transistor à grille courte (échantillon AB43, $L_g = 300$ nm), extraction de la transconductance et de la capacité grille-drain

sont des reliquats de résonances dus aux imperfections de la calibration. En l'absence d'atténuateur en entrée et sortie, ces oscillations sont à la fois plus rapprochées en fréquence et plus intenses de sorte que la mesure devient simplement impossible.

Les cadres C et D de la figure 4.7 montrent les parties réelle et imaginaire de la transmission du transistor non-polarisé. Cette fois c'est la partie imaginaire qui domine avec une dépendance linéaire en fréquence typique d'un couplage capacitif. La faible dépendance de la partie réelle en tension grille est vraisemblablement due à un reliquat de contribution du substrat.

Les cadres E et F de la figure 4.7 montrent les dépendance en tension grille de la transconductance et de la capacité grille-drain. Elles sont déduites des données des cadres A et D par un ajustement aux formules (3.33) du chapitre précédent. La trace $g_m(V_g)$ déduite cette mesure de transmission est assez comparable avec la valeur DC déduite de la courbe $I_{ds}(V_g)$. La trace $C_{gd}(V_g)$ montre une discontinuité nette dans l'intervalle 0–0.5 V. En s'appuyant sur le schémas électrique équivalent de la figure 4.4 et la formule (3.32) [ndlr : conserver le terme en R_{gd} dans cete formule], on déduit que le saut de capacité à l'ouverture du canal, lorsque la résistance de relaxation de charge R_{gd} passe de l'infini à $R_{gd} \sim R_{ds}/2$, n'est autre que C_{gd} . En effet, quand le canal est ouvert, on peut négliger les termes en $R_{gd}C_{gd}\omega \ll 1$. Les grandes valeurs de capacité de grille $C_{gd} \sim 150$ aF des transistors longs sont aisément mesurables. La résolution expérimentale est de $qq\pm 10$ aF. Nous reviendrons au paragraphe 4.3 sur l'interprétation de ces mesures.



TAB. 4.9 – Synopsis des mesures de transconductance et de capacité de grille à température ambiante.

4.2.3 Transistors à grille courte

La même analyse que précédemment s'applique aux dispositifs de grille 300 nm. L'exemple montré sur la figure (4.9) correspond au "meilleur" dispositif de la série. D'autres exemples sont donnés en annexe C.

La transconductance mesurée dépasse les vingt micro-Siemens pour une double grille, soit dix micro-Siemens par grille, valeur qui correspond aux meilleures mesures DC reportées dans la littérature (voir paragraphe 2.1).

la mesure de capacité de grille est plus difficile pour les grilles courtes, le signal est à la limite de détection. Une procédure de réduction automatique des données fait apparaître des discontinuités à l'ouverture du canal avec des amplitudes de l'ordre de 20–30 aF selon les échantillons.

4.2.4 Synopsis des données mesurées

La figure 4.9 est une compilation des données de transconductance et de capacité de grille des transistors réalisés sur un même substrat avec une épaisseur de grille 6 nm. En dépit d'une forte dispersion expérimentale, on note une dépendance grossièrement linéaire de la capacité grille-drain en fonction de la longueur de grille. En supposant que la capacité totale de grille se distribue symétriquement entre drain et source on a $C_g = C_{gd} + C_{gs} \simeq 2C_{gd}$. Avec cette hypothèse on déduit donc de nos mesures que la capacité de grille par unité de longueur $C_g/L_g \simeq 60 \text{ aF}/\mu\text{m}$. Cette valeur est à comparer à la capacité géométrique estimée

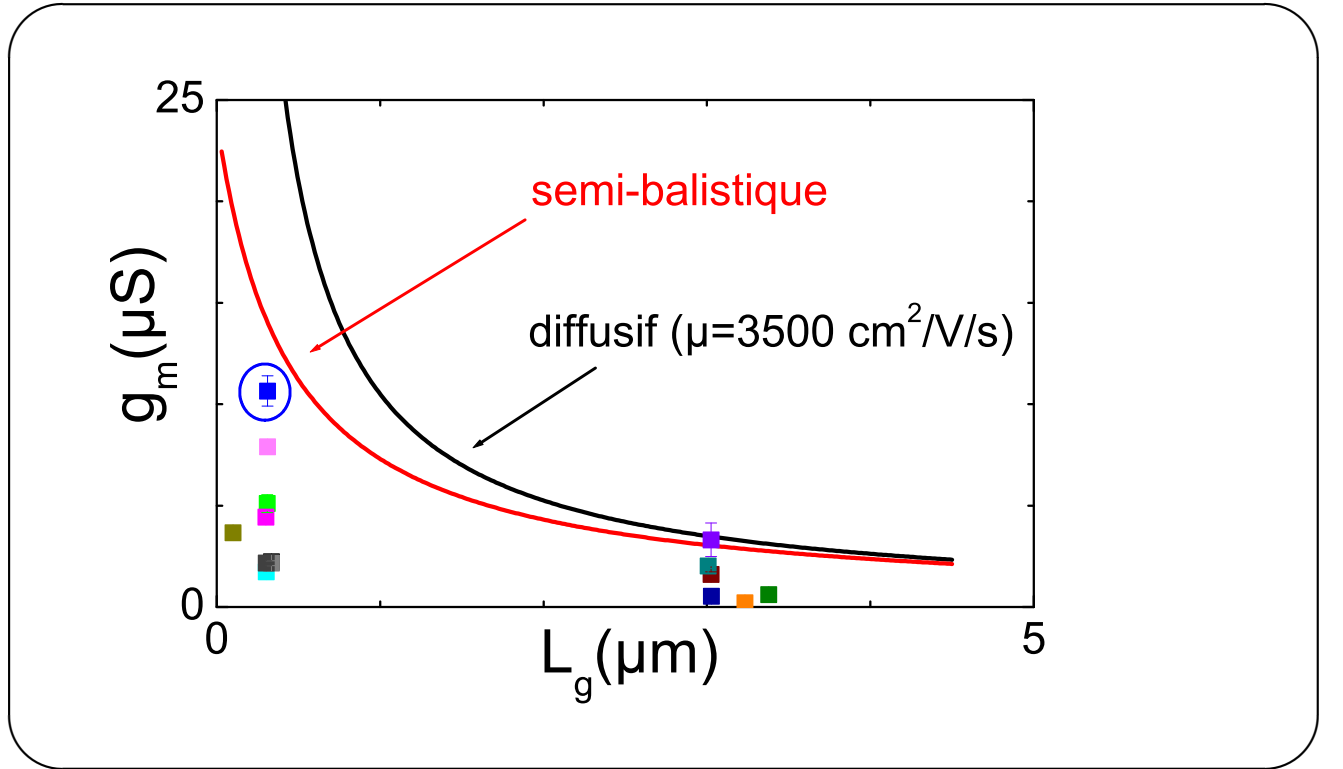
$$\frac{C_{geo}}{L_g} = \frac{2\pi\epsilon_r\epsilon_0}{\ln(4r/d)} \simeq 100 \text{ aF}/\mu\text{m} \quad (4.2)$$

avec $\epsilon_r \simeq 9$ pour l'oxyde AlOx d'épaisseur $r = 6$ nm et un nanotube de diamètre $d = 2$ nm. C_g reste significativement inférieure à la capacité quantique $C_{QNT}/L_g \simeq 400$ aF/ μ m estimée au chapitre 2 en prenant une vitesse de Fermi effective $v_F \approx v_0/2 = 4 \times 10^5$ m/s. Elle est aussi proche de la valeur 70 aF/ μ m mesurée dans le groupe de McEuen sur des dispositifs à grille recouvrante par une technique DC de pont de capacité [82].

La figure montre aussi une décroissance significative de la transconductance quand la longueur de grille augmente de 0.3 à 3 μ m. A nouveau on observe une forte dispersion des valeurs expérimentales. Une telle variabilité est trop forte pour être imputable à la dispersion en qualité des nanotubes qui proviennent tous de la même croissance. Nous l'attribuons plutôt aux aléas des résistances de contact, ce qui est un problème spécifique aux nanotubes et bien connu des expérimentateurs. En conséquence nous considérons que les valeurs supérieures de transconductance sont plus caractéristiques que les valeurs moyennes. A cet égard, la ligne sur la figure 4.9.A est juste un guide pour l'oeil.

Une première conclusion de ce chapitre est qu'il est possible de réaliser et de caractériser des transistors à nanotube unique fonctionnant dans la gamme GHz avec des performances égalant et même dépassant l'état de l'art des dispositifs fonctionnant en DC.

4.3 Transconductance : comparaison aux modèles



TAB. 4.10 – Comparaison des mesures de transconductance par nanotube en fonction de la longueur de grille avec les modèles diffusif (noir) et quasi-balistique (rouge).

Sur la figure 4.10, les données de la figure 4.9.A sont confrontées aux courbes théoriques (2.33) et (2.34) du chapitre 2 page 51. La courbe en trait noir représente la dépendance de la transconductance en longueur de grille, $g_m^{diff} = \mu V_{ds}/L_g \times C_g/L_g$, pour un nanotube diffusif, avec $\mu = 3500$ cm²/V/s, une capacité de grille $C_g/L_g = const. \simeq 60$ aF/ μ m et une

polarisation drain-source $V_{ds} = 0.55$ V. La mobilité a été ajustée à la meilleure valeur de gain qui est plus représentative des propriétés intrinsèques des nanotubes. Cette valeur de mobilité est comparable à celles obtenues par McEuen et al. pour des nanotubes de petit diamètres $d = 1\text{--}2$ nm [80], bien décrites en tenant compte de la diffusion par les phonons acoustiques. Il en va de même de la dépendance en tension grille $g_m(V_g)$ sur la figure 4.9 qui est bien décrite par l'expression (2.10) page 43. Nous concluons donc que nos mesures sur les transistors longs reproduisent correctement les résultats de la littérature.

Il apparaît clairement sur la figure que 4.10 que les mesures pour les tubes courts sont d'un facteur trois inférieures à l'extrapolation, $g_m \gtrsim 35 \mu\text{S}$, de la loi en $1/L_g$ du modèle diffusif. Par ailleurs nous avons vu au chapitre 2 que pour les valeurs de transmission $D \lesssim 0.2$ de nos nanotubes, le temps de transit était déterminée par le temps de vol pour des valeurs d'écrantage $\beta_g \gtrsim 0.1$ telles que estimées et mesurées sur nos dispositifs à grille recouvrante. Ceci correspond à une transconductance $g_m^{ball} = \text{const.} = v_F \times C_g/L_g \simeq 24 \mu\text{S}$, toujours avec une vitesse de Fermi effective $v_F \approx v_0/2 = 4 \times 10^5$ m/s. La valeur mesurée reste un facteur deux sous la limite balistique. Finalement on peut dériver une expression pour un transistor semi-balistique en composant les transconductances des régimes diffusif et balistique à la manière de résistances séries, $1/g_m = 1/g_m^{ball} + 1/g_m^{diff}$. Ceci donne la ligne rouge sur la figure 4.10 qui approche assez bien nos mesures.

Une deuxième conclusion de ce chapitre est que les mesures combinées de transconductance et de capacité grille, pour les tubes long et courts, s'interprètent semi-quantitativement en tenant compte de la mobilité électronique finie due aux phonons acoustiques. Les effets balistiques apparaissent de manière prononcée dès les longueurs de grille inférieures à 300 nanomètres. L'accord théorie expérience permet de prédire une géométrie optimum pour des grilles de 100 nanomètres. Pour aller plus loin dans cette analyse, il conviendrait de reproduire nos mesures sur une série de substrats avec des longueurs de grille couvrant la gamme $L_g = 0.1\text{--}10 \mu\text{m}$ et des épaisseurs d'oxyde variables $d = 1\text{--}10$ nm. Cette étude systématique dépasse du cadre de cette thèse qui a pour second objectif de démontrer la faisabilité de la détection d'électrons uniques pulsés nanoseconde.

4.4 Fréquence de transit

Nous terminons ce chapitre par une estimation de la fréquence de transit atteinte par nos transistors. Il s'agit du dispositif "AB43" qui a une transconductance maximum de $g_m \simeq 10 \mu\text{S}$ (par nanotube), et une capacité grille $C_g \simeq 30$ aF (par nanotube), ce qui se traduit par une fréquence de transit estimée à $f_T = \frac{g_m}{2\pi C_g} \simeq 50$ GHz. Le maximum de g_m étant atteint pour une tension grille de 0.5 V, la charge du canal est $q = C_g V_g \simeq 100 e^-$. En anticipant sur les résultats du chapitre 5, à savoir une sensibilité limitée par le bruit de grenaille, et en utilisant l'équation (1.10) page 14, on en déduit la *troisième conclusion de ce chapitre* qu'une résolution $\delta q_{rms}/e = \sqrt{2q/\omega_T e} \simeq 2.6 \times 10^{-5} e^-/\sqrt{\text{Hz}}$ est atteinte, valeur qui est compatible avec la détection nanoseconde d'électrons pulsés.

On peut se demander quelles sont les pistes pour augmenter la sensibilité en charge. La première consiste à raccourcir la grille puisqu'on gagne à la fois un facteur 2 sur g_m et en même temps, C_g et q sont directement proportionnels à L_g . Au total on peut espérer gagner un facteur 4 en sensibilité. L'étape suivante consiste à utiliser des feuilles de graphène pour augmenter considérablement le nombre de modes participant au transport et donc g_m .

Chapitre 5

Bruit de grenaille et résolution en détection de charge

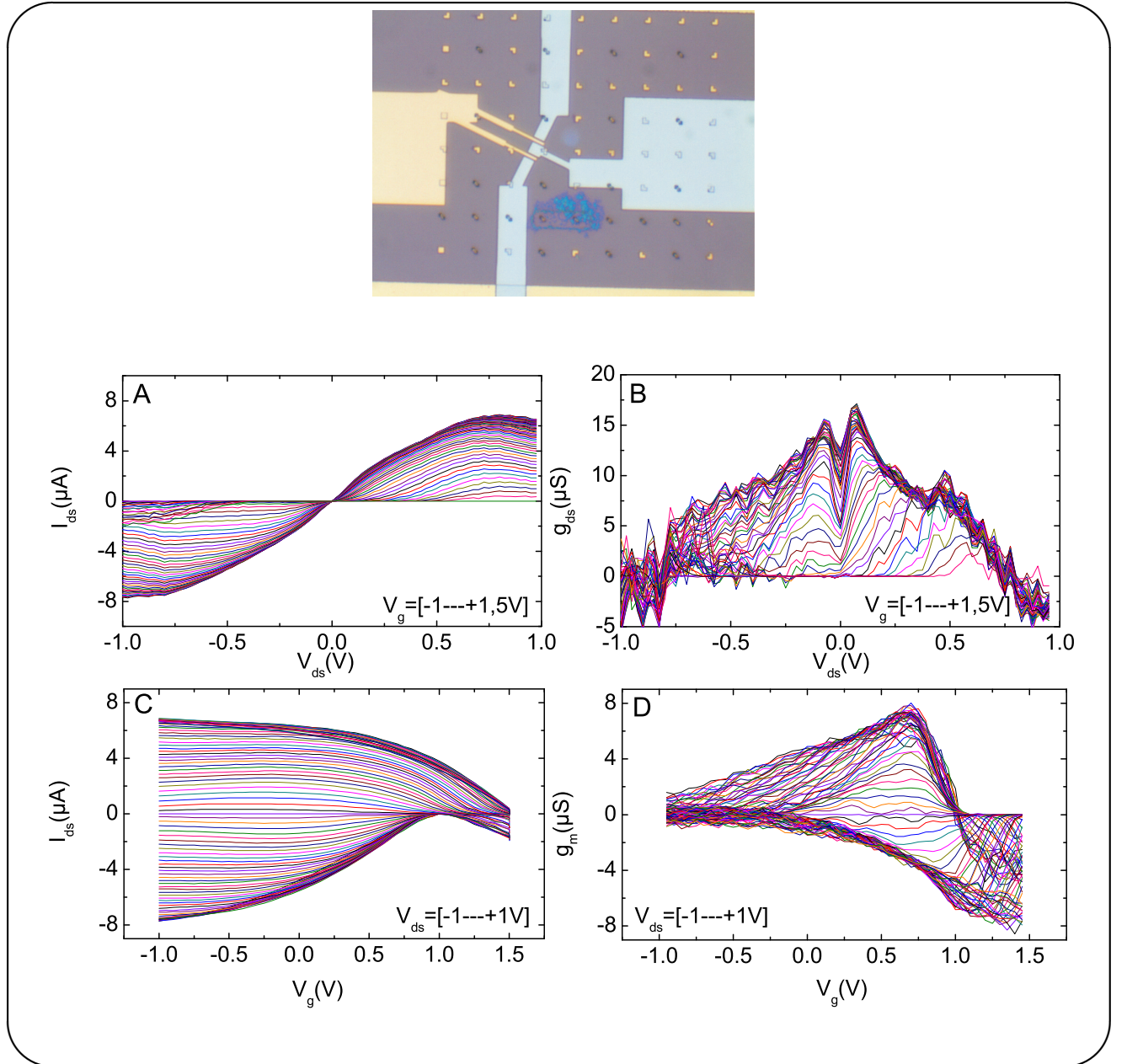
Ce chapitre est dédié à la caractérisation à basse température des transistors à nanotubes uniques. Il s'agit de mesurer la transconductance et le bruit des dispositifs à grille courte qui présentent un meilleur potentiel pour la détection de charge. En l'absence de station sous pointe RF cryogénique permettant de réaliser en série des mesures avec calibration *in situ* de l'amplitude et de la phase nous avons réalisé nos mesures sur des transistors individuels montés en boîtier. Une partie importante de notre travail, décrite au chapitre 3, a consisté à réaliser un boîtier porte échantillon RF adapté aux mesures large bande et bas niveaux pour la démonstration de la détection nanoseconde d'électrons uniques pulsés. Nous montrons ici comment une procédure originale de calibration permet d'exploiter ce dispositif pour réaliser des mesures quantitatives à basse température. Cette procédure est relativement lourde de sorte que seul un petit nombre d'échantillons ont pu être étudiés à froid. En particulier, la démonstration de la détection d'électrons uniques n'a pas pu être réalisée dans le temps de cette thèse et reste un défi pour notre successeur. Pour autant, les principales étapes de cette démonstration ont pu être validées comme le fonctionnement cryogénique GHz large bande, et la résolution ultime limitée par le bruit de grenaille qui sont détaillés dans ce chapitre.

La large bande passante et la bonne calibration de notre dispositif expérimental a ouvert la porte à la mesure du bruit de grenaille à haute énergie dans un régime jusqu'ici quasiment inexploré où se manifestent les mécanismes inélastiques. Ce régime est difficilement accessible dans les nano-conducteurs à cause de la présence d'un fort bruit de conductance, en $1/f$ ou $1/f^2$, généralement quadratique en tension d'excitation V_{ds} , qui domine le bruit de grenaille à basse fréquence. Le changement de régime s'opère autour d'un dénommé "1/f corner" qui monte jusqu'à la bande FM ($\lesssim 100$ MHz) dans les conditions normales de polarisation $V_{ds} \lesssim 0.5$ V. La large bande passante, 0.1–1 GHz, de notre dispositif permet d'accéder au bruit de grenaille et de le séparer d'un éventuel bruit coloré par analyse spectrale. Nous mettons ainsi en évidence la saturation du bruit de grenaille au dessus d'un seuil de tension V_{ds} , ou d'énergie eV_{ds} , correspondant à la barrière tunnel du transistor. En l'absence de barrière, lorsque le transistor est polarisé en mode passant, nous observons un phénomène similaire que nous attribuons à l'émission de phonons optiques d'énergie $\hbar\Omega \sim 200$ meV dans les zones d'accès de part et d'autre de la grille. Ce mécanisme avait été invoqué pour expliquer la non-linéarité du courant de transport dans les nanotubes monoparois avec une saturation à $I_{ds}^{PO} \sim 4e\Omega \sim 20$ μ A. Nous retrouvons cette non linéarité et la saturation du bruit de grenaille que nous mettons en évidence, donne une signature nouvelle et plus caractéristique des phénomènes hors équilibre puisqu'elle se manifeste dès les plus basses énergies c'est à dire pour $V_{ds} \approx v_0 = \hbar\Omega/e$.

5.1 Mesures en régime continu

Les données présentées dans ce chapitre concernent principalement les mesures faites sur l'échantillon AD128, de longueurs de canal 1 μ m et de grille 300 nm, et de géométrie semblable à celle de l'échantillon AA22 de la figure 4.1 page 81. Par rapport aux mesures du chapitre précédent, la gamme de tensions drain-source et grille explorées a été augmentée, profitant de la meilleure thermalisation à basse température. Le schéma expérimental est donné sur la figure 3.5 page 71.

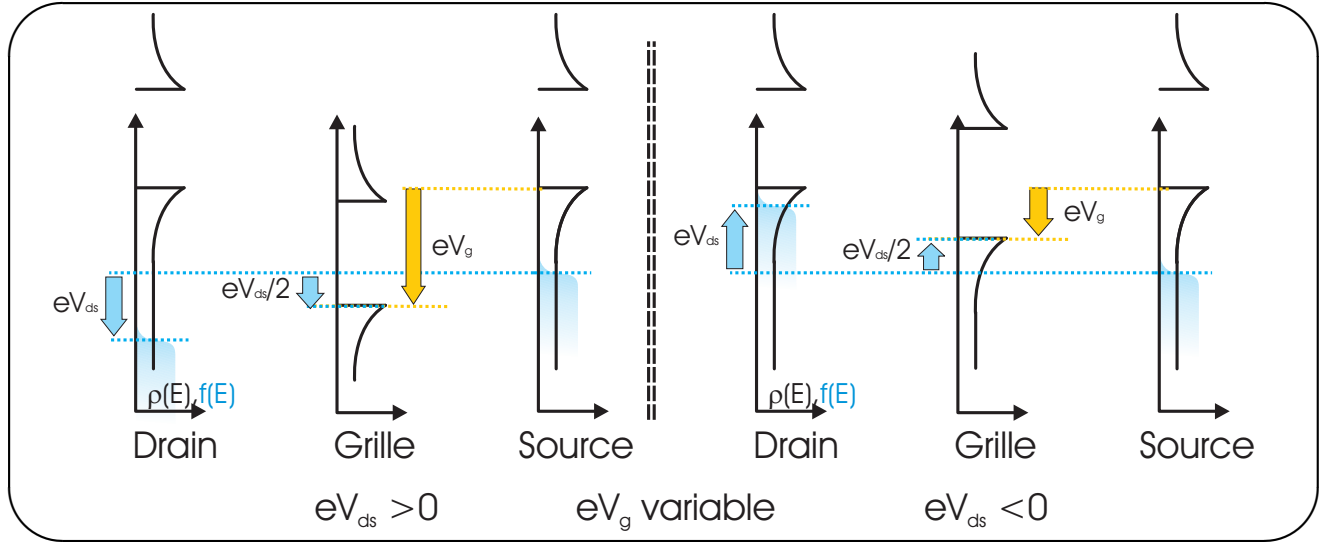
La figure 5.1 est un résumé des propriétés DC de l'échantillon AD128 à 4.2K. Le courant drain source dans les figures A et C est obtenu à partir des données brutes en retranchant le courant dans la résistance de 400 Ω montée en parallèle. Cette soustraction affecte la précision de la mesure ; sur cette figure, nous avons ajusté arbitrairement la valeur du courant soustrait



TAB. 5.1 – Image optique du transistor AD128 et ses caractéristiques en tension drain-source et tension grille à 4K.

de sorte à annuler le courant drain-source aux minima observés en fonction de la tension grille aux polarisations négatives (voir figure C). Cette méthode conduit à sous-estimer le courant transporté par le nanotube. La figure A montre les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ dans une large gamme de tensions drain-source positives et négatives permettant d'atteindre la saturation du courant $I_{sat} \simeq 8 \mu\text{A}$. La décroissance du courant aux plus fortes polarisations sur la figure A est un artefact de notre analyse des données. On note une dissymétrie des caractéristiques en polarisations positives et négatives qui est une propriété générale des transistors à nanotubes.

La dérivée numérique des courbes de la figure 5.1-A donne les valeurs de conductance différentielle présentées sur la figure B. A cause des erreurs de soustraction du courant dans la résistance parallèle, la conductance est définie à une constante près ; la même raison



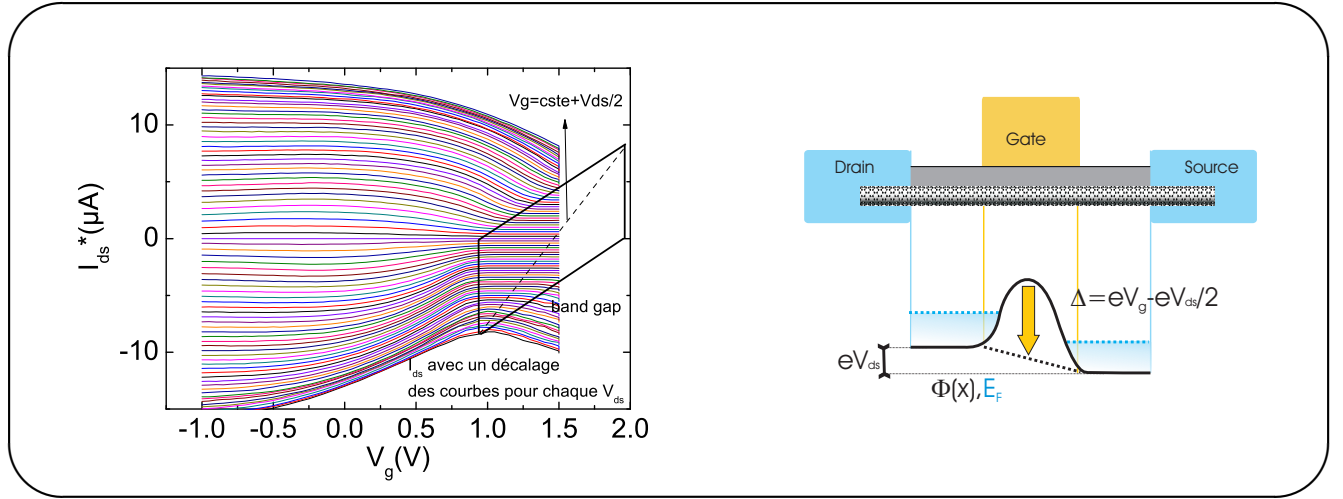
TAB. 5.2 – Schémas de la distribution des porteurs aux polarisations V_{ds} positive et négative

explique les valeurs négatives observées à forte tension. Le maximum de conductance de $g_{ds} \gtrsim 15 \mu\text{S}$ en mode ouvert correspond à une résistance de $R_{ds} \lesssim 60 \text{ k}\Omega$ soit une transmission électronique $D = g_{ds} \times h/8e^2 \gtrsim 0.05$ (transistor double canal). Cette valeur, inférieure aux transmissions optimales, $D \sim 0.5$, reportées dans la littérature en régime Fabry-Pérot [46], est assez représentative de nos dispositifs.

La figure 5.1-C montre les caractéristiques courant-tension grille $I_{ds}(V_g)$. La fermeture du transistor s'observe ici aux seules tensions négatives et ce pour une plage relativement réduite de tensions grilles. Nous reviendrons sur ce point plus bas au moment de commenter la figure 5.3. Le point le plus remarquable de la figure est le décalage $\Delta V_g \sim 1 \text{ V}$ entre les positions des minima de courant pour les tensions de polarisation $V_{ds} = \pm 1 \text{ V}$. Cette dissymétrie à forte tension peut se comprendre à l'aide du schéma simplifié de bandes de la figure 5.2, adapté à notre situation où le transport est assuré par les trous de la bande de valence. Aux tensions positives, le drain est fortement dopé en trou ce qui a pour effet de réduire la barrière effective vue par les trous.

La figure 5.1-D est la dérivée numérique des données de la figure C. Ces données ne sont pas affectées par l'imprécision sur la mesure du courant drain-source due au courant dérivé dans la résistance de 400Ω qui est indépendant de la tension grille. La courbe correspondant aux polarisations positives est tronquée. Les polarisations négatives correspondent à une transconductance $g_m = \partial I_{ds}/\partial V_g > 0$. Le maximum de transconductance pointe à $8 \mu\text{S}$ soit une valeur comparable à la conductance différentielle aux mêmes polarisations (voir figure B). On note aussi que $g_m(V_g)$ est quasiment indépendant de V_{ds} à l'ouverture du canal ($V_g \sim 0.5\text{--}1 \text{ V}$ sur la figure D). Ceci est une propriété des transistors balistiques.

La figure 5.3-gauche reprend les données de la figure 5.1-C en ajoutant arbitrairement au courant drain-source un courant ohmique correspondant à une résistance parallèle de $500 \text{ k}\Omega$. Ceci permet de décaler et de rendre plus visible les différentes caractéristiques. En particulier, on est en mesure de délimiter le domaine de tensions $\{V_{ds}-V_g\}$ correspondant à la fermeture du transistor. Cette zone donne un parallélogramme, analogue des carreaux de Coulomb familiers dans la spectroscopie des SETs. La diagonale du parallélogramme, qui correspond à une barrière constante, est bien donnée par la droite $V_g = Cte + V_{ds}/2$, comme indiqué sur le schéma simplifié de barrière tunnel de la figure 5.3-droite.



TAB. 5.3 – Gauche : Caractéristiques de la figure 5.1-C décalées en courant montrant le domaine de fermeture du transistor matérialisé par le parallélogramme sur la figure. La diagonale correspond à une ligne de barrière constante. Droite : schéma énergétique illustrant la dépendance de la hauteur de barrière tunnel effective avec la valeur de tension de polarisation.

5.2 Transmission haute fréquence

Les dispositifs cryogéniques permettent de réaliser des mesures avec une meilleure résolution en énergie d'excitation et en sensibilité de détection. Dans notre montage, la sensibilité a été augmentée par l'insertion en sortie du transistor sur le porte échantillon RF, d'un transformateur d'adaptation d'impédance 200–50 Ω fonctionnant dans la bande 0–1 GHz (voir figure 3.6 page 72). Le porte échantillon est suivi d'un préamplificateur cryogénique commercial refroidi à la température du bain (4 K par défaut, 1.8 K si mentionné).

Le gain en résolution des mesures cryogéniques s'accompagne souvent d'une perte de précision. En effet il est difficile de contrôler les niveaux d'excitation appliqués à l'échantillon à cause de l'imprécision de l'atténuation des câbles RF de descente (± 1 –2 dB, soit $\pm 12\%$ –25% en amplitude) et le manque de reproductibilité des transmissions aux différentes jonctions RF. Il en va de même du grain de la chaîne d'amplification. Pour ces raisons nous avons eu recours à une procédure de calibration multi-étapes, mettant en oeuvre des étalons de bruit primaires et secondaires *in situ* pour la calibration d'amplitude. La phase est grossièrement ajustée par une ligne à retard compensant la longueur électrique du montage. Pour la calibration fine, nous utilisons la fonction de réponse en fréquence du transformateur que nous ajustons pour correspondre à celle d'un filtre passe-haut du premier ordre. Nous estimons la précision obtenue en amplitude $\pm 10\%$ et en phase à ± 2 degrés.

Ceci étant réalisé, nous avons pu caractériser la transconductance à froid de nos dispositifs à grille courte, et constater qu'il n'y avait pas de variation notables avec les mesures à température ambiante. Par contre, la résolution n'a pas permis de mesurer la capacité de grille à froid. L'enjeu principal de ces expériences était de caractériser le bruit du transistor à basse et haute polarisation, ce qui fait l'objet de la section suivante.

5.2.1 Calibration des mesures RF

La calibration *in situ* utilise le bruit en excès des résistances de polarisation mesuré en l'absence d'échantillon ou quand le transistor est en mode fermé. Notons que les deux

résistances de $400\ \Omega$, montées en série pour la polarisation DC, interviennent comme deux résistances en parallèle pour les propriétés RF à cause de la forte capacité de filtrage en tête de la chaîne de polarisation. On réalise ainsi l'adaptation à $200\ \Omega$ de la ligne d'entrée du transformateur $200\text{--}50\ \Omega$. On peut montrer que pour les propriétés de bruit RF, l'ensemble se comporte aussi comme une unique résistance de $200\ \Omega$.

Une résistance classique parcourue par un courant est le siège d'un échauffement par effet Joule qui se manifeste par une augmentation du bruit Johnson-Nyquist. Selon qu'elle est assurée par les électrons eux-mêmes ou par les phonons du substrat, la thermalisation donne lieu à des profils de température électronique différents. La thermalisation par le substrat donne une élévation de température quasi uniforme et proportionnelle à la puissance dissipée, d'où un bruit en excès $\Delta T_N \propto I^2$. Pour la contribution des électrons, la loi de Wiedeman-Franz qui stipule que la puissance transportée $\dot{Q} \propto \Delta T^2$ implique que $\Delta T^2 \propto I^2$ soit $\Delta T \propto I$ et donc un bruit en excès $\Delta T_N \propto I$. Le calcul complet, dû à Nagaev d'une part [127] et Kozub et Rudin d'autre part [128], détaillé en annexe B, montre que le bruit de courant en excès peut se mettre sous la forme $S_I = 2eI\tilde{F}$ avec un pseudo facteur de Fano $\tilde{F} = \sqrt{3}/4$ proche de l'unité. Ce régime particulier de bruit thermique où le chauffage de la résistance à température variable est non-pas externe mais produit directement par le courant de transport ne doit pas être confondu avec le bruit de grenaille d'un conducteur diffusif qui donne un vrai facteur de Fano $F = 1/3$ proche de la valeur ci-dessus. Le calcul général prenant en compte les deux mécanismes de thermalisation est compliqué. On se contentera de supposer ici qu'il donne lieu à un mélange des contributions, $\Delta T_N = 2e\tilde{F}I + \beta I^2$, avec $\beta \ll 1$ et $\tilde{F} \ll 1$ fortement réduit à cause du refroidissement par le substrat qui reste prédominant au dessus de 1 K.

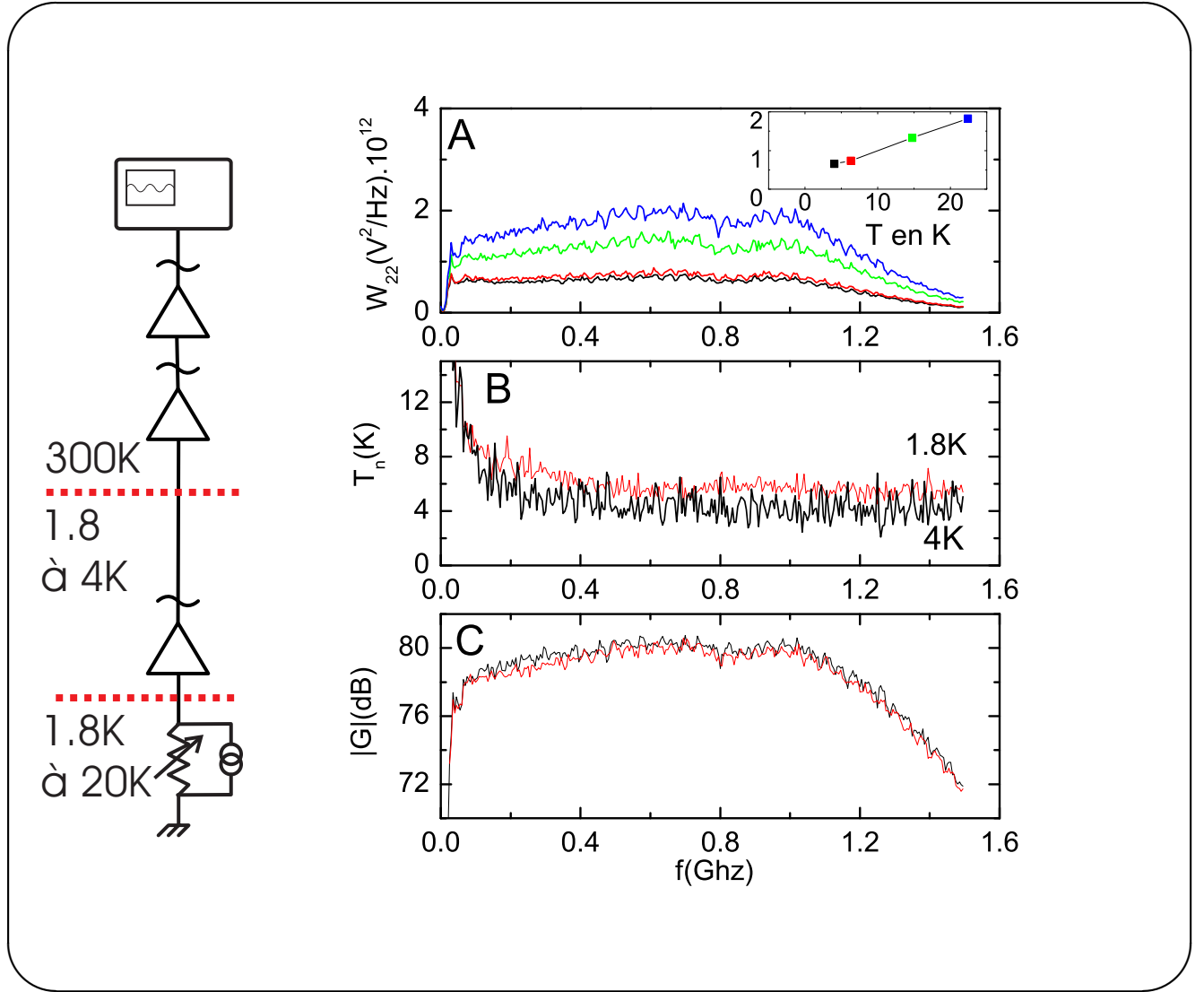
Il se trouve que pour la gamme de tension utilisée $V_{ds} \leq 1\ \text{V}$, le terme quadratique en courant est négligeable et notre problème de calibration se résume à la mesure précise de la valeur de \tilde{F} pour les résistances de notre montage. Le bruit en excès de la résistance de $200\ \Omega$ est calibré contre le bruit étalon d'une charge adaptée $50\ \Omega$ à température variable en utilisant le bruit de la chaîne de mesure comme calibration relais. Il faut noter qu'à nos fréquences de travail, $f \lesssim 1\ \text{GHz}$, les bruits thermiques des étalons primaires et secondaires peuvent être considérés comme blanc. Comme nous le verrons plus bas, il n'en est pas de même de la température de bruit des amplificateurs.

Bruit des préamplificateurs

Pour rappel notre chaîne d'amplification est constituée de trois amplificateurs. Les deux premiers, l'un thermalisé à 4K et l'autre à 300K, sont des amplificateurs cryogéniques ultra bas bruit *Miteq AMFK- 2F-001-020* (gain de 33 dB) ; le troisième est un *Agilent-Sonoma-310* (bande passante 1 GHz, gain de 32 dB). Les amplificateurs cryogéniques ont été utilisés précédemment dans les expériences sur la capacité mésoscopique et l'injection d'électrons uniques des thèses de Julien Gabelli [55] et Gwendal Fève [15]. Ils étaient alors refroidis à $\sim 10\ \text{K}$ sous vide et présentaient une température de bruit $T_N \simeq 12\ \text{K}$. La résistance de $50\ \Omega$ à température variable avait été réalisée au cours de la thèse de Laure-Hélène Bize-Reydellet [129].

La figure 5.4 montre les spectres de bruit de tension expérimentaux W_{VV} , mesurés à l'oscilloscope, ainsi que les courbes de gain $|G_{amp}|$ et de température de bruit déduites de l'ajustement par la loi linéaire

$$W_{VV} = |G_{amp}|^2 R k_B (T + T_N) \quad (5.1)$$

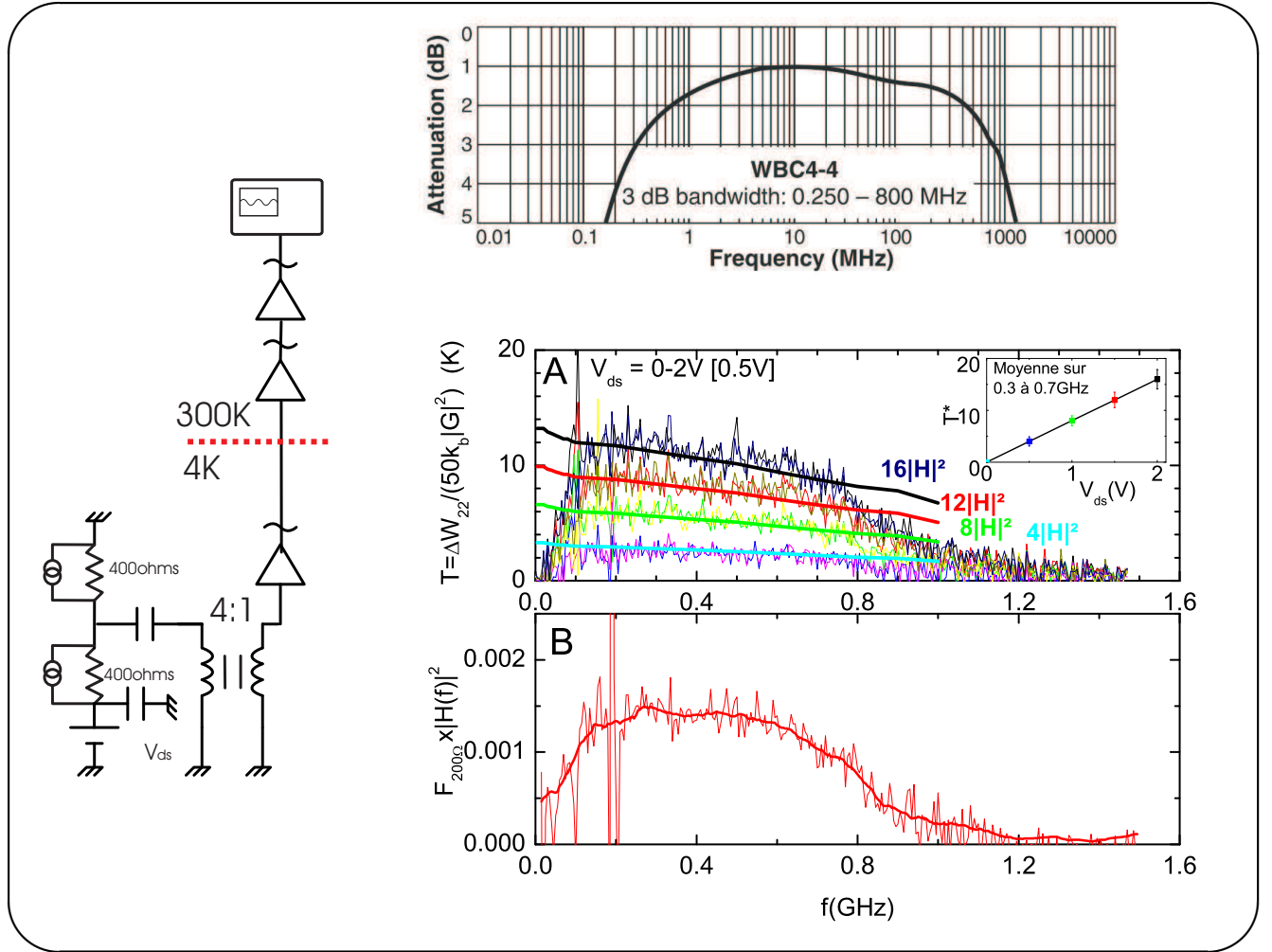


TAB. 5.4 – Calibration chaîne d’amplification. Gauche : schéma de la chaîne. Droite : spectres de bruit $W_{VV}(f)$ mesurés à l’oscilloscope pour différentes températures de source (A). Température de bruit (B) et gain (C) de la chaîne de mesure déduits de l’ajustement des données des spectres avec la loi 5.1.

la pente donne le gain total de la chaîne de mesure (~ 80 dB) et l’abscisse à l’origine donne la température de bruit à $T_N \simeq 5$ K. On note une nette amélioration due à la meilleure thermalisation des amplificateurs simplement immergés dans l’hélium. On note toutefois une légère augmentation du bruit en bain superfluide (1.8 K) sans doute dû à une dégradation du gain.

Bruit de la résistance de polarisation

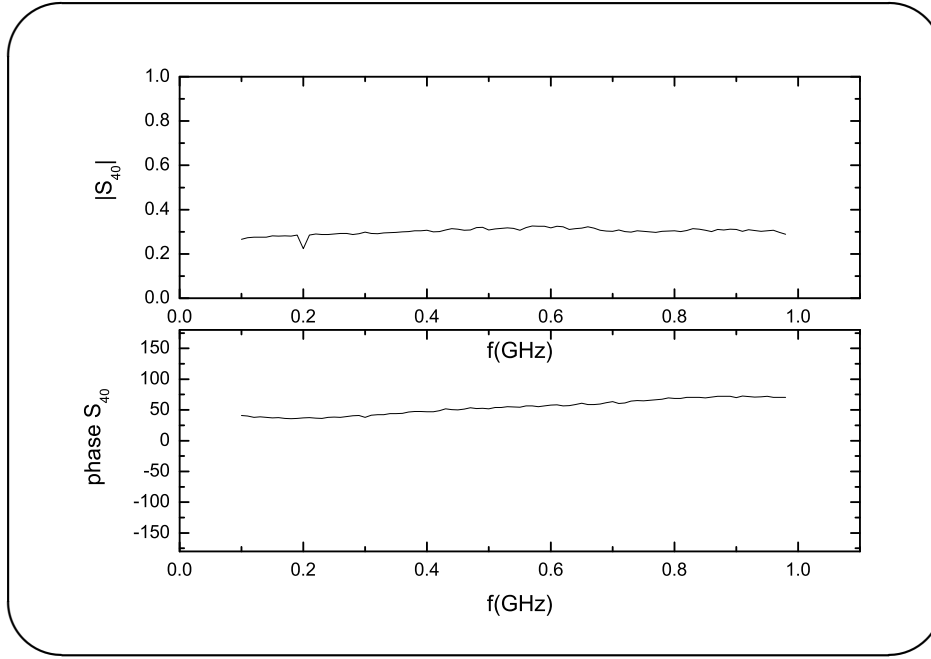
Avec le bruit des amplificateurs, nous disposons d’une référence d’amplitude en sortie du porte échantillon, c’est à dire en sortie du transformateur d’adaptation. La résistance de polarisation est à l’entrée du transformateur, en parallèle du canal du transistor. A la traversée d’un transformateur idéal (sans pertes), la puissance de bruit $W_{VI} = W_{VV}/R$ se conserve de sorte que $W_{VV}^{\text{out}} = W_{VV}^{\text{in}} Z^{\text{out}}/Z^{\text{in}}$. Alternativement on a $W_{II}^{\text{out}} = W_{II}^{\text{in}} Z^{\text{in}}/Z^{\text{out}}$ ce qui implique une augmentation du bruit de courant apparent. C’est cette augmentation



TAB. 5.5 – Calibration transformateur.

qui sera responsable de l'accroissement de sensibilité de notre montage. En particulier, la température de bruit est conservée comme il se doit et est donc indépendante du rapport d'impédance du transformateur. Les transformateurs réels ont des pertes dont il faut tenir compte, singulièrement aux hautes fréquences qui nous concernent. Pour cela nous nous appuyons sur les données constructeur du transformateur que nous avons utilisé (200–50 Ω modèle *CoilCraft WPC4-4*) dont l'atténuation en fréquence $|H|^2(f)$ est reportée sur la figure 5.5.

La figure 5.5-A montre le bruit en excès, divisé par le gain en puissance $|G_{Amp}|^2(f)$ de la chaîne d'amplification et exprimé en température de bruit ramenée à l'entrée des amplificateurs. Les valeurs de la tension de polarisation couvrent la gamme expérimentale utile $V_{ds} = 0-2$ V. Le spectre du bruit observé n'est pas blanc ; il a une dépendance grossièrement linéaire en fréquence dans une bande 0.1–0.8 GHz limitée par les fréquences de coupure basse et haute du circuit. La décroissance quasi-linéaire dans la bande passante suit qualitativement la réponse en fréquence du transformateur $|H|^2(f)$ donnée par le constructeur (lignes en trait plein sur la figure B). Le facteur de $|H|^2$ dans l'ajustement des données définit la température de bruit en excès T^* de la résistance $R_0 = 200 \Omega$ en fonction de la tension de polarisation et donc du courant de polarisation $I_0 = V_{ds}/2R_0$. L'insert sur la figure illustre la dépendance linéaire $T^*(V_{ds})$; de la pente de la droite on déduit $\tilde{F} = 4k_B T^*/(2eI_0 R_0) \simeq 2.8 \times 10^{-3}$, constant dans la bande de mesure 0.1–0.8 GHz.



TAB. 5.6 – Calibration de la phase aux bornes du porte échantillon.

Nous disposons maintenant d'une source de bruit blanc *in situ*, dûment calibrée, et située au voisinage immédiat de la sortie du transistor. Strictement, la même procédure devrait être appliquée à la ligne de descente des signaux d'excitation avec une source *in situ* calibrée. La procédure étant relativement lourde et consommatrice de temps nous l'avons contournée en nous basant sur une estimation réaliste de l'atténuation de la ligne de descente. Ceci aura pour conséquences que nos mesures de gain, qui dépendent des calibrations entrée et sortie, seront affectées d'une incertitude expérimentale supérieure aux mesures de bruit qui elles ne dépendent que de la calibration en sortie du transistor.

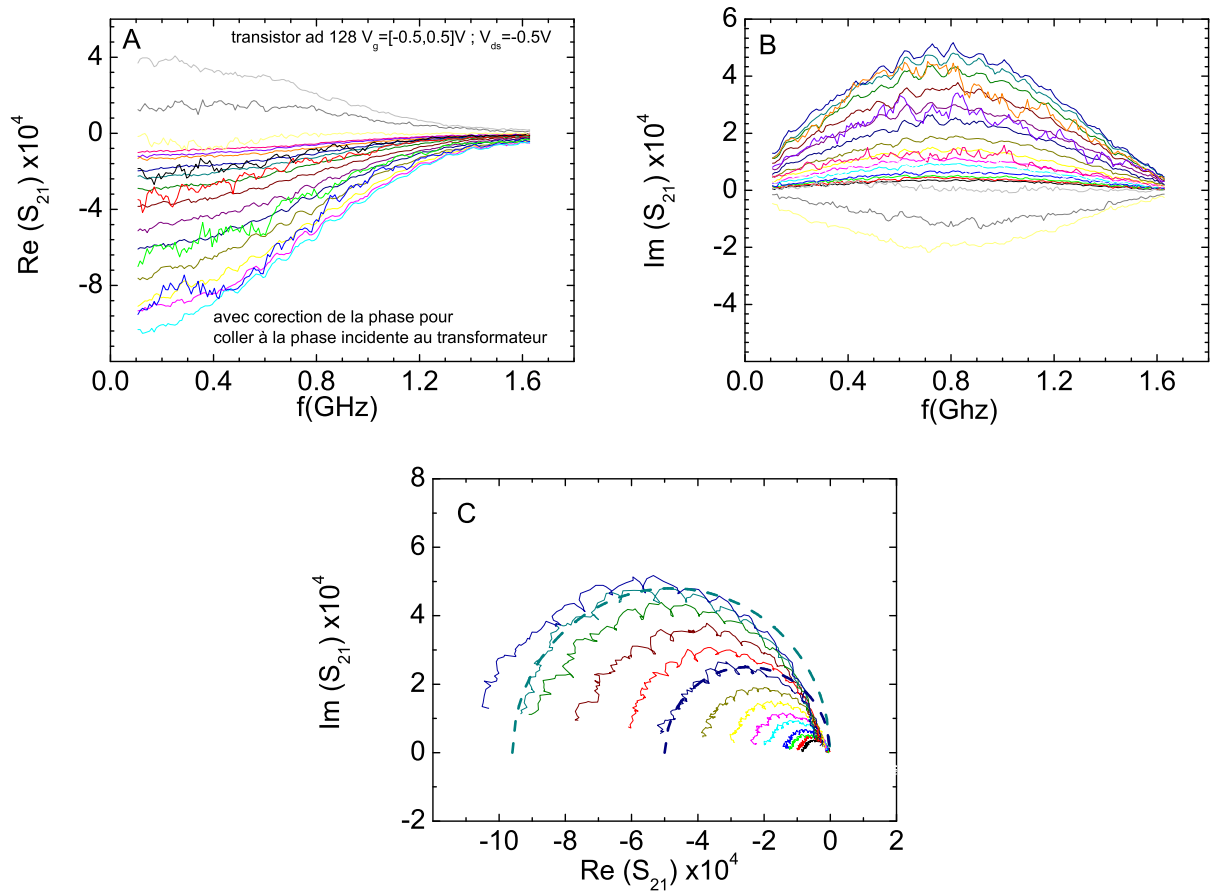
Réglage de la phase

Comme dans les expériences sur les gaz bi-dimensionnels d'électrons [55], le plus difficile est d'obtenir une bonne précision dans la mesure de phase. La calibration se fait en deux étapes. Dans la première on ramène les plans de mesure de phases à l'entrée et à la sortie du porte échantillon. Pour cela, on substitue au porte échantillon, une ligne de longueur électrique ($qq\text{s cm}$) et d'atténuation (-60 dB) comparables à ceux du dispositif expérimental. On annule grossièrement ($\pm 10^\circ$ sur la bande $0.1\text{-}1.6\text{GHz}$) la différence de phase en ajustant la longueur ($\sim 4\text{ m}$) du câble de référence. Ensuite on ajuste finement ($\pm qq\text{s mm}$) la longueur électrique à l'aide d'un déphaseur mécanique réglable.

La seconde étape consiste à ramener le plan de phase de référence à l'entrée du transformateur, ou ce qui revient au même en sortie du transistor, là où s'effectue la calibration d'amplitude. Pour cela il nous faut corriger de l'effet du transformateur, qui est la principale source de déphasage dans la bande de fréquences de mesure. Dans la limite "haute fréquence" $f \gtrsim 0.1\text{ GHz}$ la fonction de transfert peut se mettre sous la forme :

$$H_{transfo}(\omega) = \frac{e^{j\varphi}}{1 + jRC\omega} \quad (5.2)$$

où la phase φ correspond à la longueur électrique du transformateur et le filtre $R-C$ passe bas



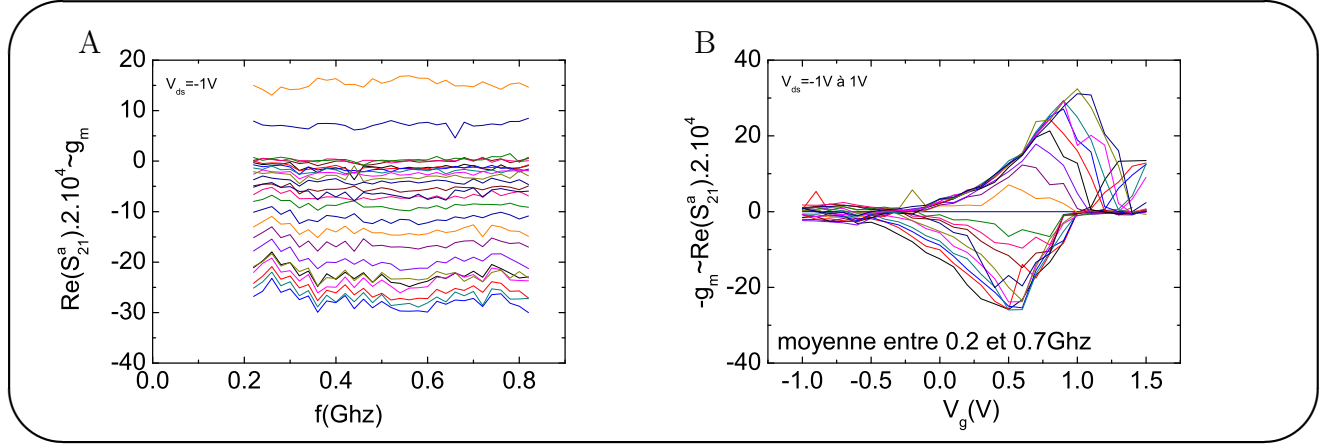
TAB. 5.7 – Réponse en fréquence du transformateur à 300K : partie réelle (A), partie imaginaire (B) et diagramme de Nyquist (C). L'ajustement du diagramme de Nyquist à un demi cercle réalise la calibration de la phase aux bornes du transistor.

du premier ordre à sa coupure haute fréquence. La figure 5.7 montre la réponse en fréquence de notre transistor AD128 en série avec le transformateur. Aux basses fréquences considérées, on ne s'attend pas à observer de déphasage important dans la réponse du transistor. On voit nettement sur les parties réelle (A) et imaginaire (B) de la réponse l'effet de filtre passe-bas du transformateur. Les figures de phase obtenues pour différentes tension grille correspondant à différentes valeurs de transconductance en représentation de Nyquist (C) sont bien des arcs de cercle comme on peut le déduire à partir de l'équation (5.2). Aux plus hautes fréquences les données dévient du modèle simplifié de filtre passe-bas. Le réglage fin de phase est ici réalisé numériquement en ajustant finement la longueur électrique équivalente l_{elec} par $\varphi = 2\pi f l_{elec}/c$, où c est la vitesse de propagation. Un mauvais réglage de phase déforme l'arc de cercle (puisque $\varphi \propto f$) et le fait tourner dans le plan complexe.

Vérification de la transmission à 300K sur le porte-échantillon

On compare les résultats sous mesureuse sous pointe de l'échantillon ad128 et du même échantillon connecté sur le porte échantillon que l'on mesure directement sur l'analyseur vectoriel. Les résultats sont dans le tableau 5.7 et servent à vérifier la pertinence de la formule 5.2 et en même temps d'étudier l'atténuation du transformateur. Cette relation

correspond effectivement aux mesures effectués à 300K sur l'échantillon AD128 (avec une transconductance de $20\mu S$ sous la mesureuse sous pointe). La même étude est ensuite faite sur le même échantillon à 4K.



TAB. 5.8 – Transmission haute fréquence (A) et valeurs de transconductance g_m (B) du transistor AD128 à 4K.

5.2.2 Mesures de transconductance à 4K

Transconductance

L'analyse de la partie active permet de déduire la transconductance g_m^{rf} à 4K comme pour la mesure de g_m^{rf} à 300K. La différence est qu'il faut déduire la partie S_{21} de la mesure de S_{40} . La relation entre S_{21} et S_{40} est principalement déduite de l'étude du transformateur. Concrètement, le signal S_{21} en sortie du transformateur est multiplié par 2. L'autre effet de la présence du transformateur sur la ligne de mesure est le filtrage de la dépendance fréquentielle du signal selon l'équation (5.2) de la page 95. Il faut aussi tenir compte du gain de la chaîne d'amplification et de l'atténuation de la chaîne de descente.

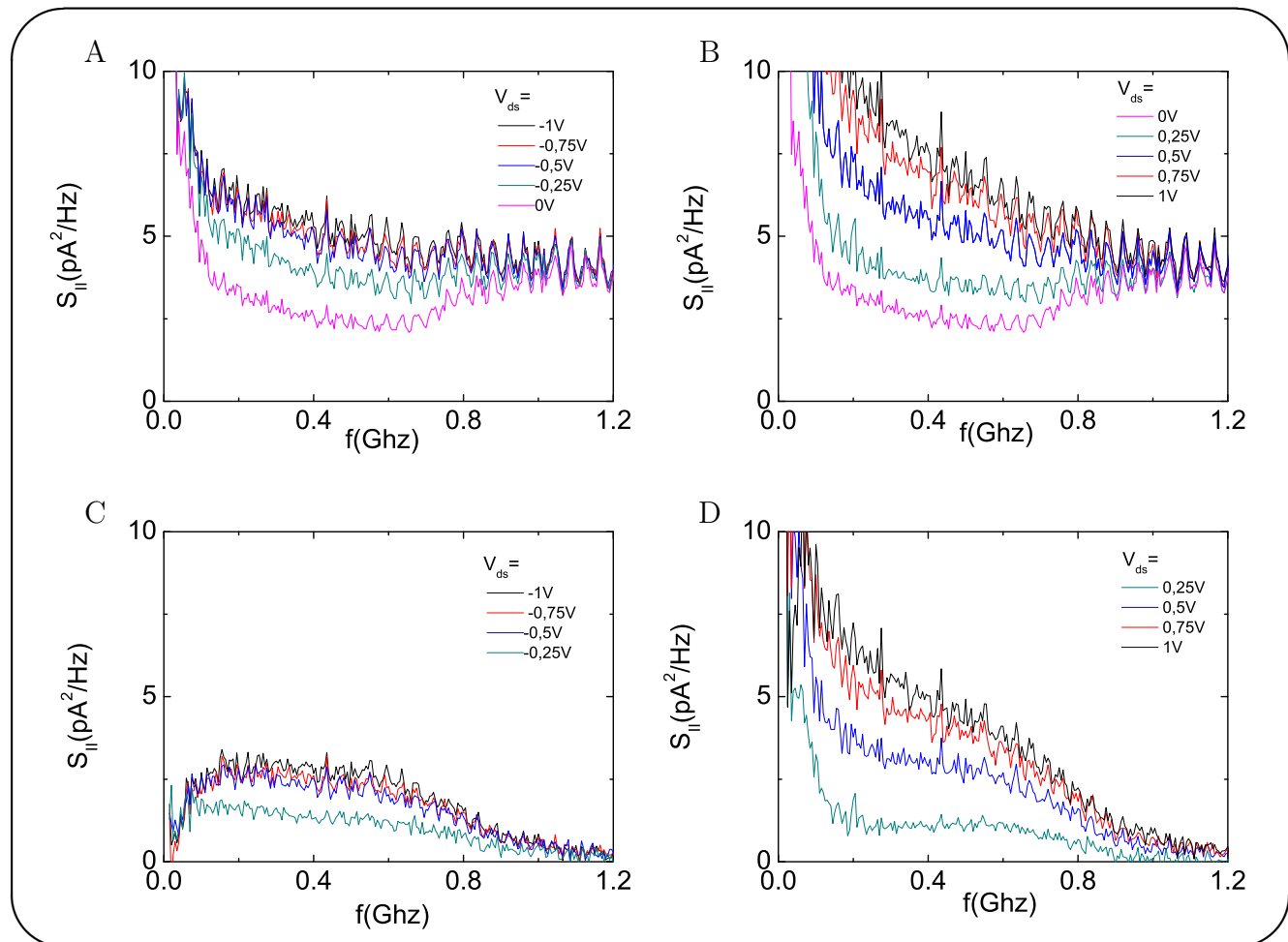
Comme il a été décrit au chapitre 4, section 4.2.1 à la page 78, après soustraction des éléments parasites et de la partie passive du signal, on déduit la partie active de S_{21} (voir le tableau 5.8,A). Pour rappel ce terme $\Re(S_{21}^a)$ est directement proportionnel à la transconductance de notre système et indépendant de la fréquence (partie 3.2.3 à la page 67).

L'ensemble des mesures de transconductance à 4K pour un large panel de polarisations V_{ds} est présenté sur la figure 5.8,A. La correspondance qualitative avec les mesures en régime continu à 4K est assez éloquent (figure 5.1,D, page 89). Et la valeur maximum de la transconductance à 4K est légèrement supérieure à la valeur obtenu à 300K avec la table de mesure sous pointes et vaut $\sim 25 \mu S$. Cette différence reste tout de même de l'ordre de l'erreur relative à la mesure cryogénique.

Capacité de grille

La capacité de grille de notre transistor est une composante difficile à mesurer car elle est très petite et demande une grande résolution expérimentale. Dans les mesures à 300K sous pointes, la résolution de phase est meilleure avec la calibration de la mesure. Dans le cas présent la résolution de la mesure est moins bonne et permet seulement de voir la variation en g_m qui est un terme de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$ pour des échantillons avec des grilles très courtes.

Le terme de capacité qui vaut en moyenne $60 \text{ aF}/\mu\text{m}$ (soit 180 aF pour les longues grilles et 40 aF pour les grilles de 300 nm) correspond en théorie à des variations du terme passif de la transmission de l'ordre de $0,3 \cdot 10^{-6}/\mu\text{m}$ pour une bande passante comprise entre 0 et 0.8 GHz et pour des transistors avec grille courte. Ces valeurs sont inférieures aux valeurs de résolution de notre système de mesure et n'ont pas pu être mesurées. Les transistors avec de longues grilles n'ont malheureusement pas été mesurés avec le système de mesure cryogénique.



TAB. 5.9 – Spectre de bruit haute fréquence du transistor AD128 exprimés en bruit de courant ramené à l'entrée de la chaîne d'amplification (sortie du porte échantillon). Les panneaux supérieurs A et B correspondent aux données brutes, mesurées aux polarisations négatives (A) et positive (B) pour une tension de grille $V_g = -1 \text{ V}$. Les panneaux inférieurs (C et D) correspondent aux données corrigées du bruit de la chaîne de mesure (à $V_{ds} = 0$).

5.3 Bruit haute fréquence

Le bruit haute fréquence d'un transistor à nanotube unique a été étudié par Wu *et al.* en référence [99] (ainsi que dans la référence [130]). Il s'agissait d'un transistor de type Schottky, avec un nanotube multiparois comme canal et une grille arrière. Comme nous avons vu au chapitre 2 (figure 2.7 page 41), Wu *et al.* ont mesuré la puissance de bruit intégrée dans la bande $600\text{--}950 \text{ MHz}$ en fonction du courant drain source pour diverses tensions de grille.

Ils observent à bas courant un bruit super-poissonien avec un facteur de Fano $F \sim 1-4$ aux polarisations $V_{ds} < 0$ et $F \sim 1-12$ aux polarisations $V_{ds} > 0$. Les auteurs attribuent ce bruit à des fluctuateurs qui modulent la transmission des barrières Schottky aux contacts ; c'est donc un bruit coloré de type $1/f$ ou $1/f^2$. N'ayant accès qu'à l'intégrale de la puissance du bruit dans une bande de mesure par ailleurs assez étroite les auteurs n'ont pas la possibilité de séparer bruit de grenaille du bruit de résistance.

Données brutes

Comme nous l'avons montré plus haut, notre dispositif expérimental permet une mesure calibrée du spectre du bruit dans une bande de deux octaves 0.2–0.8 GHz, suffisamment large pour permettre de différencier un bruit coloré d'un bruit blanc. La figure 5.9 montre les données brutes de bruit sous la forme des densités spectrales de bruit de courant, exprimées en pA^2/Hz , ramenées à l'entrée de la chaîne de mesure (sortie du transformateur).

A l'observation de ces données brutes, on peut déjà faire plusieurs remarques. La première est que le bruit est plus fort aux tensions positives (figures B et D) qu'aux tensions négatives (figures A et C), ce qui confirme les observations de Wu *et al.*. La deuxième est que le bruit du transistor est comparable ou supérieur à celui de la chaîne de mesure et ceci même aux polarisations négatives. Cette observation atteste de l'excellente sensibilité de notre dispositif expérimental qui est due d'une part au faible bruit des préamplificateurs cryogéniques et d'autre part à l'utilisation du transformateur d'adaptation d'impédance qui augmente le bruit de courant d'un facteur ~ 4 .

Après soustraction du bruit des amplificateurs, mesuré à courant nul, on obtient le bruit en excès du transistor dont le spectre n'est pas blanc. A polarisation positive (figure D) ce bruit présente une forte divergence à basse fréquence qui suggère la présence de fluctuateurs modulant la transmission électronique à l'un des contacts. Pour les polarisations négatives (figure C) le spectre est plus régulier, réminiscent du bruit des résistances de polarisation mesuré en l'absence d'échantillon (voir figure 5.5, page 94). En fait ce dernier est contenu dans le bruit mesuré. La dernière étape consiste à normaliser le bruit obtenu au bruit blanc de référence des résistances polarisées et à soustraire ce dernier. Nous y reviendrons ci-dessous, mais auparavant il convient de détailler quelques unes des méthodes expérimentales employées dans ces mesures.

Stabilité des signaux

Il faut savoir qu'un problème inopportun de fuite nous à interdit de continuer à utiliser le cryostat pendant quasiment toute la période où ces mesures ont été effectuées. Un changement a été adopté en insérant notre canne de mesure directement dans un bidon d'hélium liquide. Cette technique de mesure a certains avantages (pas de transfert) mais demande de sortir et de réchauffer la canne toute la semaine pour remplir le bidon.

Il faut donc savoir que les mesures ont été effectuées par séquence d'environ une semaine au maximum. Par contre, les résultats présentés ici ont été obligatoirement rassemblés en séquences de mesure pour des raisons évidentes de différences de calibrations et de stabilité d'échantillon entre deux séquences. Par exemple, les mesures continues et de bruit présentés dans ce manuscrit ont été effectuées ensemble et une autre séquence a permis de rassembler les mesures de transconductance haute fréquence ainsi qu'une calibration basée sur des mesures de courant en régime continu et des mesures de bruit.

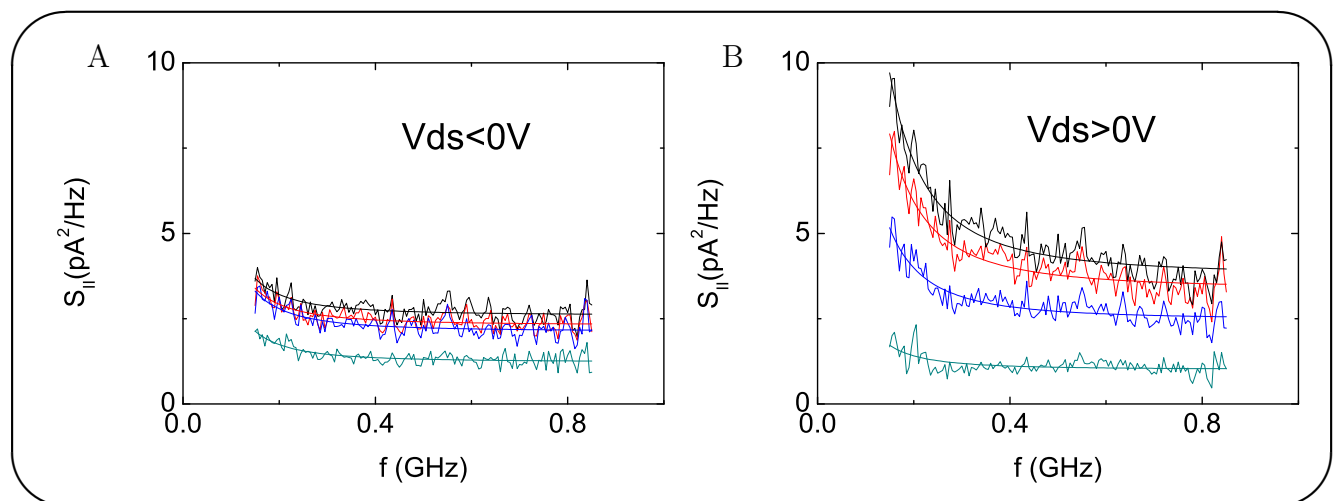
Pour l'échantillon AD128, 10 semaines de mesures ont été effectuées et il a été intéressant d'étudier l'effet des changements thermiques répétés sur l'évolution de l'échantillon. Les

propriétés continues et dynamiques de l'échantillon ont d'abord été légèrement dégradées pendant la seconde mise à froid mais sont restées très stable par la suite. Une réduction de la partie du bruit en $1/f$ du nanotube a même été notée au fur et à mesure des semaines sans pour autant modifier les propriétés dynamiques du système.

Comme le bruit en $1/f$ provient des fluctuations de courant dans le canal dues à l'ajout ou au retrait de charges dans les différents défauts du nanotube, l'interprétation revient à dire que le nombre de charges piégés dans l'environnement a diminué avec les recyclages ou que le nombre de défauts a diminué.

Procédures expérimentales

Les mesures ont été effectuées avec un oscilloscope haute fréquence (*Agilent 4GHz*). Le taux d'acquisition de 20 Gchantillons/s et la profondeur mémoire de 4000 points de l'appareil donnent une résolution de fréquence de 5 MHz. La résolution d'amplitude est obtenue après acquisition de 2000 spectres dont on prend la moyenne. Les dépendances en tension grille ont été réalisées en variant V_{ds} de -1 V à $+1$ V avec un pas de 12,5 mV. Comme il a été vu précédemment, il existe différentes façons d'étudier l'effet du potentiel de grille sur le spectre $S_{II}(f, V_{ds})$: la première consiste à travailler simplement à $V_g = cste$ et la seconde de faire varier V_g avec V_{ds} de sorte à maintenir $\Delta = V_g - V_{ds}/2 = cste$, ce qui correspond à une hauteur de barrière constante, donc à une transmission constante. Pour l'ensemble des résultats qui suivent les deux méthodes ont été employées et leurs résultats comparés.



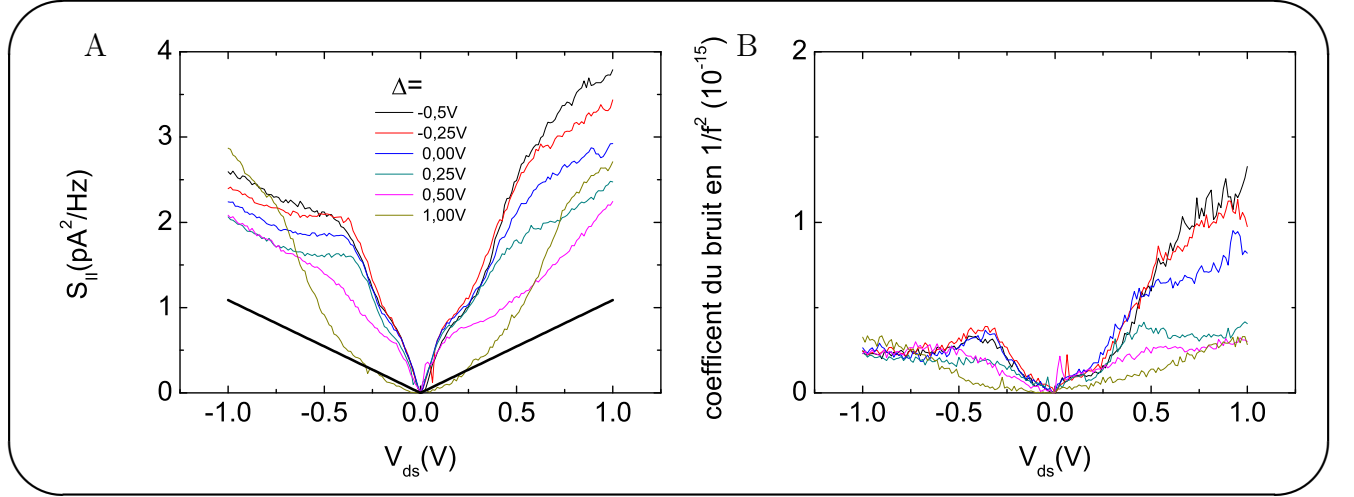
TAB. 5.10 – Spectres du bruit de courant pour les différentes polarisations positives (B) et négatives (A) comme indiqué sur la figure. Les courbes en trait plein sont des ajustements avec une fonction de la forme $B + C/f^2$.

Ensuite nous démodulons les courbes précédentes par la dépendance en fréquence de la fonction de transfert du transformateur (voir le tableau 5.5). Cette dépendance a été calibrée précédemment et l'étape de démodulation donne le bruit en entrée du transformateur.

Spectre du bruit du transistor

La figure 5.10 montre les spectres du bruit en excès du nanotransistor aux polarisations positives et négatives, ainsi que leur ajustement par une fonction de la forme $B + C/f^2$.

Les dépendances en fréquence sont en bonne concordance avec la somme de deux sources de bruit : un bruit blanc et un bruit en $1/f^2$ (ou bruit rose) comme le montre l'ajustement des courbes avec la fonction $S_{II} = B + C/f^\alpha$. On voit aux tensions $V_{ds} > 0$ que le bruit rose domine à forte polarisation. La dépendance en fréquence du bruit rose a été établie à forte polarisation où on observe un exposant $\alpha = 2 \pm 0,1$. Dans la suite de l'analyse, on a supposé $\alpha = 2$ et ajusté les spectres de fréquence à l'aide des deux seuls paramètres B et C . L'analyse est effectuée dans la bande de fréquence 0.15–0.80 GHz. À plus basse fréquence les spectres sont pollués par les signaux résiduels RF de la bande FM, alors qu'à plus haute fréquence, la résolution est affectée par les imprécisions de la méthode de calibration.



TAB. 5.11 – Composantes des bruits blanc (A) et rose (B) dans les spectres mesurés à valeur de barrière $\Delta = \text{Const.}$. Les valeurs sont indiquées sur la figure A.

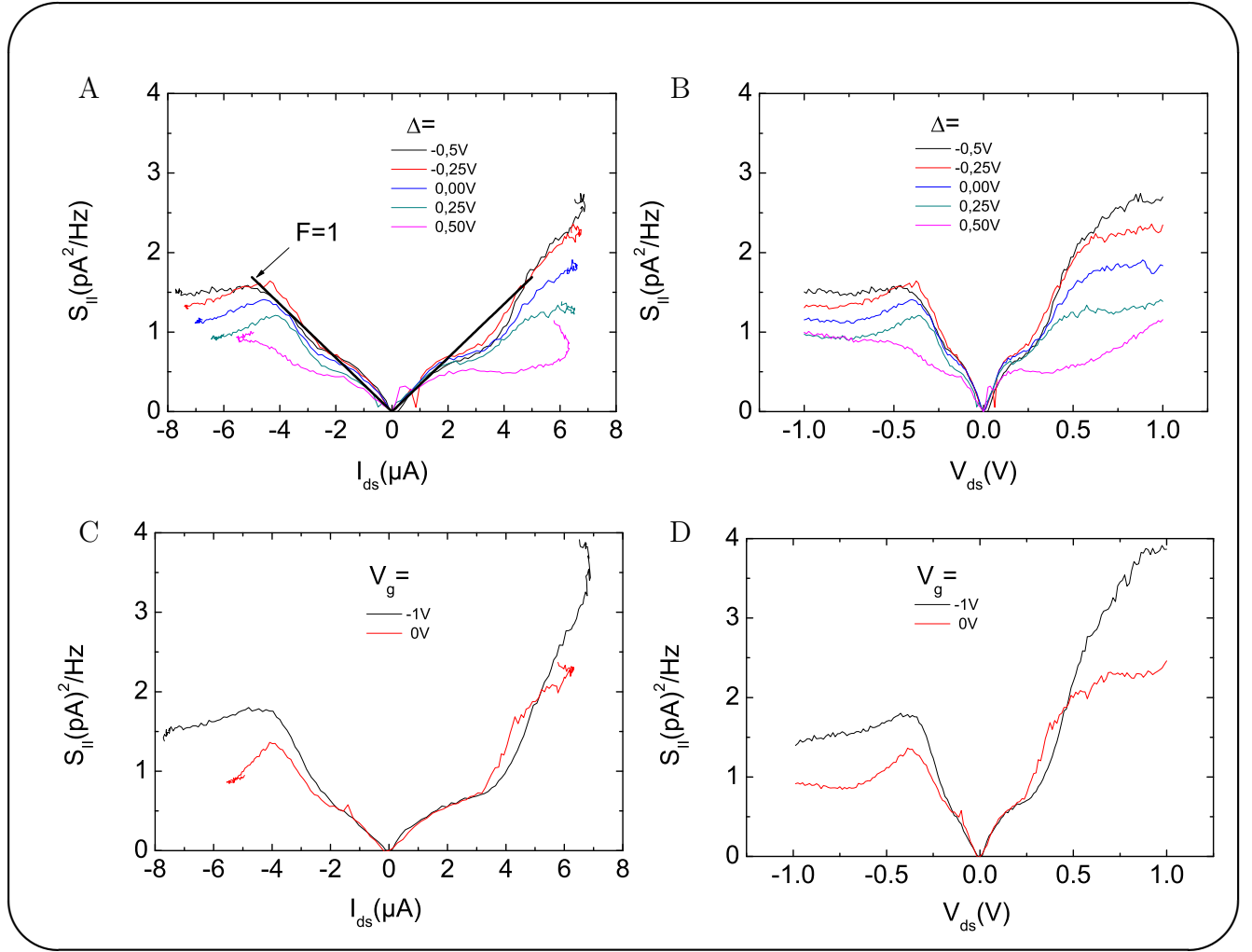
La figure 5.11 montre la dépendance des coefficients B et C avec V_{ds} . Commençons par analyser le bruit blanc pour les tensions négatives sur la figure A. La ligne en trait continu représente la contribution de référence des résistances de polarisation qui est linéaire en V_{ds} dans toute la gamme de mesure. Le bruit blanc du transistor augmente quasi-linéairement à basse tension, marque un plateau pour des tensions $V_{ds} \sim -0.5$ V et présente une résurgence à plus haute tension. Comme le suggère la figure, cette augmentation finale du bruit est pour une grande partie sinon pour la totalité dû au bruit référence qui s'ajoute en parallèle.

La figure B montre la forte dépendance en tension du bruit en $1/f^2$ aux polarisations positives. Ce fort bruit affecte la précision de la mesure du bruit blanc qui est responsable de la dissymétrie observée sur la figure A.

5.3.1 Bruit de grenaille en mode actif

La figure 5.12 montre la contribution du nano-transistor au bruit blanc total que nous identifions au bruit de grenaille du transistor. Les données de la figure correspondent à des mesures effectuées à barrière constante (*i.e.* avec $V_g - V_{ds}/2 = \text{const.}$). Sur la figure A, le bruit de courant est tracé en fonction du courant de polarisation.

Comme le montre la figure A, les différentes traces correspondant à différentes barrières se superposent sur une même dépendance linéaire en courant à bas courant ($I_{ds} \lesssim 4 \mu\text{A}$). La droite en trait plein correspond à un facteur de Fano $F = 1$, soit un bruit purement poissonien. Nous concluons donc que *nos transistors sont dominés par un bruit de grenaille poissonien jusqu'à des tensions drain source $-V_{ds} \lesssim 0.3$ V.* Ceci est une différence importante

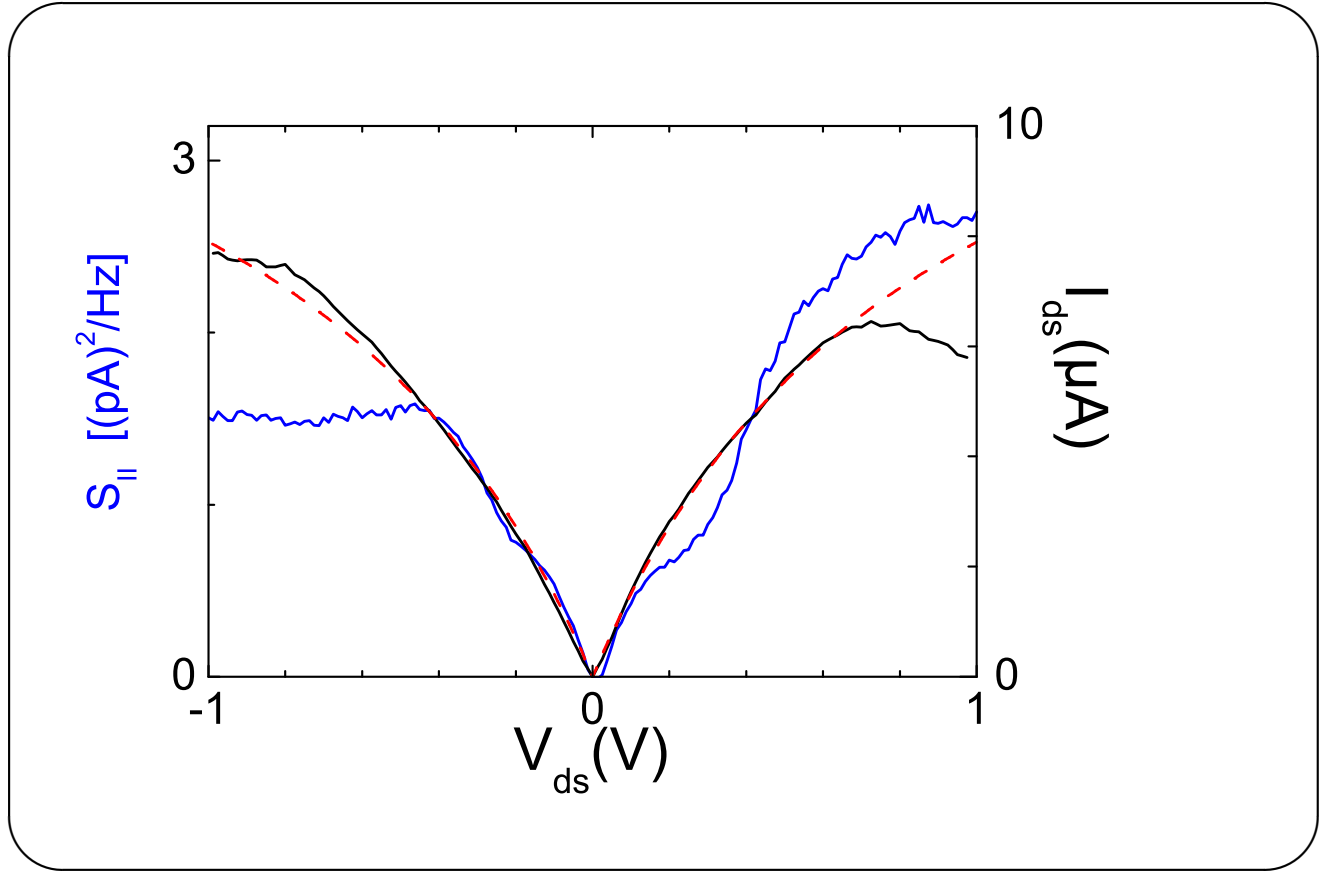


TAB. 5.12 – Bruit de grenaille en fonction du courant (A) et de la tension (B) de polarisation pour différentes hauteurs de barrière tunnel Δ obtenues en variant la tension grille selon un loi $V_g = \Delta + V_{ds}/2$, avec $\Delta = [-0,5 : -0,25 : 0 : 0,25 : 0,5 : 1]$ V. A titre de comparaison, les figures C et D obtenues pour des mesures faites en maintenant $V_g = \text{const.}$, montrent des plateaux moins réguliers.

avec les transistors de Wu *et al.* [99] qui présentent un fort bruit superpoissonien à basse tension.

A fort courant, le bruit de grenaille sature pour donner un plateau dont la valeur dépend de la hauteur de barrière. A notre connaissance, il s'agit de *la première mise en évidence expérimentale d'un tel phénomène de saturation du bruit de grenaille*. Dans l'interprétation classique des transistors balistiques, cette saturation se manifeste dès lors que la tension de polarisation excède l'énergie de fermi dans le canal de sorte que le nombre de modes participant au transport devient constant, c'est à dire indépendant de la polarisation. Dans ce régime, la valeur du plateau dépend de la barrière, donc de la tension grille.

La figure C reproduit la mesure de la figure A en mesurant cette fois à tension grille et non barrière constante. La dépendance en courant du bruit de grenaille n'est plus monotone. Le plateau est remplacé par une bosse, la réduction du bruit à fort courant provenant de l'augmentation de la transmission dû à la diminution de la hauteur de barrière.



TAB. 5.13 – Caractéristique courant tension (noir) et bruit de grenaille (bleu) du transistor en fonction de la tension de polarisation en mode ouvert. Pour maintenir les barrières résiduelles constantes, la tension grille est balayée suivant la loi $V_g = \Delta + V_{ds}/2$ avec $\Delta = 1$ V. La courbe en tirets rouge est l'ajustement de la caractéristique courant tension non linéaire à la loi empirique $I_{ds} = V_{ds}/(R_{ds} + V_{ds}/I_0)$ avec $R_{ds} = 60$ k Ω et $I_0 = 15$ μ A.

5.3.2 Saturation du bruit de grenaille en mode ouvert

La figure 5.13 montre les dépendances du courant et du bruit du transistor en mode ouvert dans une large gamme de tensions de polarisation. Le courant est limité à la fois par les barrières résiduelles et par les résistances des zones découvertes de part et d'autre de la grille. Les variations non-linéaires du courant sont bien décrites par la loi $I_{ds} = V_{ds}/(R_{ds} + V_{ds}/I_0)$, introduite par Dekker *et al.* [38] pour rendre compte de la diffusion inélastique par les phonons optiques. Avec $R_{ds} = 60$ k Ω pour notre transistor à double canal, nous estimons la transmission totale $D \sim 0.05$. Le courant de saturation mesuré, $I_0 = 15$ μ A, reste inférieur d'un facteur 2 aux observations de Dekker *et al.*. Ceci peut s'expliquer par le fait que, travaillant à plus faible tension, le nombre de sous bandes participant au transport est plus faible et idéalement réduit à l'unité. Notons que la tension caractéristique d'apparition des non-linéarités, $R_{ds}I_0 \simeq 1$ V, de sorte que la saturation n'est pas complète dans notre fenêtre expérimentale.

Par comparaison, les effets inélastiques se manifestent de manière plus spectaculaire dans la courbe de bruit qui présente un changement de régime net à $V_{ds} \simeq -0.4$ V entre un bruit poissonien à basse énergie avec un Facteur de Fano $F \simeq 1$ (le rapport des échelles a été adapté pour que les courbes de courant et de bruit se superposent pour $F = 1$) et un plateau caractéristique pour $V_{ds} \lesssim -0.4$ V. Comme ci-dessus les données aux polarisations positives,

étant entachées de grandes incertitudes expérimentales à cause des effets de barrière Schottky aux contacts, doivent être occultées. On peut s'étonner que le seuil de non-linéarité observé se produise à $|V_{ds}| \simeq 400$ mV et non à $|V_{ds}| \simeq 200$ mV selon l'énergie des phonons optiques. L'explication peut venir de la géométrie de nos échantillons qui sont divisés en trois zones comme indiqué sur la figure 2.1-C : deux zones d'accès où le nanotube n'est pas couvert de grille et une zone centrale dotée d'une grille recouvrante avec fort effet d'écrantage donc un champ électrique faible. On peut penser que le champ électrique en mode ouvert est confiné dans les deux zones d'accès de sorte que l'échantillon se comporte, du point de vue de la diffusion électronique, comme deux nanotubes en série. D'où le facteur 2 observé dans les tensions seuils. L'examen détaillé des données suggère que la courbe de bruit présente un premier accident à $|V_{ds}| \simeq 200$ mV qui pourrait confirmer cette hypothèse en supposant de surcroît une dissymétrie entre les champs électriques des zones d'accès drain et source. Pour spectaculaires et nouveaux qu'ils soient, ces résultats doivent être confirmés par des nouvelles mesures sur des nanotubes semi-conducteurs ou métalliques, de géométries variées.

On peut interpréter la saturation du bruit par les effets inélastiques à l'aide d'un petit modèle simple, inspiré de l'analyse, faite au chapitre 1 (page 21), de l'effet de saturation du courant par les phonons optiques dans les nanotubes balistiques. Les ingrédients du modèle sont le libre parcours moyen inélastique $l_i = Lv_0/V_{ds}$ où L est la longueur du nanotube et $v_0 = \hbar\Omega/e$ l'énergie caractéristique des phonons optiques, et le libre parcours moyen inélastique l_e pour un nanotube par ailleurs diffusif. On peut écrire la conductance en régime non linéaire sous la forme $G = G_0/(1 + L/l_e + L/l_i)$ et le courant $I_{ds} = V_{ds}/(R_{ds} + V_{ds}/I_0)$ avec $R_{ds} = (1 + L/l_e)/G_0$ et $I_0 = G_0v_0$. Ceci généralise l'expression donnée au chapitre 1 pour tenir compte ici de la diffusion simple. La saturation du courant est observée pour des tensions $V_{ds} \gtrsim R_{ds}I_0$ qui peut être très supérieure à v_0 pour un conducteur diffusif.

Les mécanismes inélastiques sont responsables d'une réduction du bruit de grenaille. En effet, en régime fortement inélastique ($L \gg l_i$) on peut considérer le conducteur comme la mise en série de $N = L/l_i$ conducteurs diffusifs élémentaires, chacun siège d'un bruit de grenaille poissonien $W_{II}^0 \simeq 2eV_{ds}/R_{ds}$. Par un effet statistique bien connu, le bruit de courant du conducteur total sera égal au bruit de courant d'un conducteur élémentaire divisé par N , soit $W_{II} \simeq 2eI_{ds}v_0/V_{ds} = 2ev_0/R_{ds} = W_{II}^0(V_{ds} = v_0)$. Le bruit de courant à saturation est donc égal au bruit poissonien pour la valeur $V_{ds} = v_0$ comme on observe sur la figure 5.13.

5.4 Sensibilité en détection de charge

Pour rappel nous avons défini la résolution de charge comme la charge appliquée à la grille du transistor donnant un signal en sortie supérieur au bruit de charge du même transistor.

$$\delta q_{rms} = \frac{\sqrt{W_{II}}}{\frac{dI_{ds}}{dq}} = \frac{\sqrt{W_{II}}}{\omega_T} \quad (5.3)$$

Nous sommes maintenant en mesure d'estimer la sensibilité du transistor AD128. Nous avons mesuré sa transconductance ($g_m \simeq 25\mu\text{S}$ sur la figure 5.8). On peut estimer sa capacité grille $C_g \simeq 18$ aF/ μm à partir de la loi $C_g/L_g = 60$ aF/ μm établie au chapitre 4. Enfin, nous mesurons un bruit de courant dans le nanotube, $W_{II} \simeq 1$ (pA²)/Hz qui correspond à une température de bruit de 3.5 K, de sorte qu'on obtient une résolution $\delta q_{rms} \simeq 8 \times 10^{-6}$ e/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Cette estimation ne tient pas compte du bruit des amplificateurs, du bruit thermique ambiant, ni du bruit des résistances de polarisation, soit au total un bruit de 13.5 K ce qui revient à multiplier par 4 le bruit du nanotube et donc la résolution. On

arrive à une résolution $\delta q_{rms} \simeq 3 \times 10^{-6} e/\sqrt{\text{Hz}}$ soit une *résolution effective de un électron en une nanoseconde*. Cette valeur atteint notre objectif initial, il reste bien sûr à faire la démonstration expérimentale de cete haute résolution avec une source d'électrons uniques adaptée.

Sachant qu'il faut un rapport signal sur bruit de ~ 6 pour détecter des événements uniques monocoups avec une bonne fidélité, on peut se demander dans quelle direction il faut faire évoluer les détecteurs pour atteindre cette sensibilité ? Il parait difficile de descendre sous le bruit poissonien mais on peut penser réduire plus encore le bruit des amplificateurs (et du bain). Par contre il parait possible d'augmenter la sensibilité en charge. La première idée est la miniaturisation en réduisant la longueur de grille d'un facteur 3 sous les 100nm ce qui diminue la capacité de grille d'autant. La deuxième est d'augmenter la transconductance ; il semble qu'avec les nanotubes on aie déjà atteint l'optimum, il faudrait donc se tourner vers de nouveaux nanoconducteurs balistiques. En fin de thèse nous avons exploré les possibilités de nano-transistors au graphène, au cours du stage de Master d'Andreas Betz. Les premières mesures sont très encourageantes avec des transconductances mesurées à température ambiante de l'ordre de $1 \text{ mS}/\mu\text{m}$!!

Conclusion

Dans cette thèse j’ai présenté l’étude de la dynamique des transistors à nanotube unique (NT-FETs) dans la gamme GHz. Par des mesures conjointes de transconductance et de capacité de grille à température ambiante j’ai pu évaluer les fréquences de transit de ces transistors et observer des performances au delà de la fréquence de 50 GHz pour des transistors de longueur de grille 300 nm. Cette fréquence est proche de la limite attendue pour un transistor balistique. J’ai présenté un modèle de diffusion permettant d’évaluer la fréquence de transit d’un nanotube couplé à une grille en fonction de la transmission électronique et de l’écrantage de la grille. Ce modèle confirme la limitation par le temps de vol électronique de la dynamique des transistors à grille recouvrantes.

J’ai mis au point et réalisé dispositif cryogénique RF large bande 0.1–1 GHz permettant de faire des mesures quantitatives de transconductance et de bruit sur des transistors à nanotube unique. J’ai observé la grande sensibilité à basse température de nos NT-FETs et montré que leur résolution est effectivement limitée par le bruit de grenaille. J’ai obtenu une résolution en détection de charge avec une valeur brute de $30 \mu e/\sqrt{\text{Hz}}$ qui se ramène à $8 \mu e/\sqrt{\text{Hz}}$ si on retranche la contribution de l’environnement. Pour fixer les idées, cette valeur correspond à un rapport signal sur bruit $S/B \gtrsim 1$ pour une détection nanoseconde d’électrons uniques sur une nano grille couplée au nanotube. Cette résolution fait des NT-FETs des détecteurs de charge rapides et sensibles certainement utiles pour les futures expériences en physique mésoscopique.

Mon dispositif haute fréquence, large bande, m’a permis de mesurer le bruit de grenaille à haute énergie, jusqu’à 1 eV. J’ai ainsi pu mettre en évidence la saturation du bruit de grenaille dans le nanotube qui est phénomène précurseur de la saturation du courant de transport. J’ai pu observer la dépendance du seuil de saturation en fonction de la barrière du transistor contrôlée par la tension grille et en particulier montrer que le phénomène persiste en mode ouvert quand le nanotube se comporte comme un conducteur métallique. J’ai suggéré que le phénomène en jeu est un mécanisme inélastique, en l’occurrence la diffusion par les phonons optiques qui est responsable de la saturation du courant de transport à plus haute énergie.

Ce travail ouvre un certain nombre de perspectives. La première est bien entendu, la démonstration de l’efficacité du détecteur en mesurant le courant de fuite d’une nanogrinde flottante avec la résolution de l’électron unique. La deuxième concerne l’amélioration des performances du détecteur. Pour cela nous proposons de plusieurs pistes. La première consiste bien sûr à diminuer la longueur de grille sous les 100 nm de manière à diminuer la charge du canal et augmenter la fréquence de transit. La deuxième, que nous avons commencé à explorer au laboratoire, consiste à utiliser des feuillets de graphène à la place des nanotubes. A mobilité électronique comparable, on profite ainsi d’une plus grande sensibilité liée au plus grand nombre de modes électroniques du canal. Le principe n’est plus basé sur le contrôle de la transmission d’une barrière tunnel, puisque qu’il n’y a pas formation de bande interdite à ce faible niveau de confinement, mais sur la simple modulation de la densité électronique sous la grille. Une troisième perspective consiste à explorer plus avant les phénomènes inélastiques sous l’angle des mesures de bruit de grenaille, dans les nanotubes, mais aussi dans les feuillets de graphène. Enfin les questions de dynamique du transport dans les fils quantiques, ébauchées dans cette thèse pour traiter de la fréquence de transit des NT-FETs, soulèvent des problèmes fondamentaux sur la prise en compte des interactions dans les conducteurs mésoscopiques. Nous avons montré que ces effets se manifestent expérimentalement dans l’inductance des fils quantiques.

Annexe A

Le bruit d'une résistance polarisée

Dans le chapitre 5 à la page 93, nous avons mesuré le bruit d'une résistance 200Ω avec et sans polarisation V_{ds} . En plus du bruit blanc thermique à 4K de notre résistance, un bruit supplémentaire, linéaire en tension de polarisation, est mesuré. La première partie du chapitre 5 est dédiée à l'analyse de ce bruit, il conclue que ce dernier est un bruit blanc et permet de calibrer, en partie, notre chaîne de mesure haute fréquence. Par contre il n'a pas été question dans ce chapitre d'expliquer l'origine du phénomène physique expliquant l'existence d'un bruit blanc et linéaire en fréquence. C'est pourquoi nous introduisons ici une interprétation simple de l'équation de la chaleur et de la loi de Wiedmann-Franz qui peut expliquer la présence d'un terme de bruit de résistance, linéaire en polarisation.

Dans une résistance macroscopique la puissance dissipé localement P est le produit de la densité de courant J et du champ électrique E , soit $P = J.E = \sigma E^2$ avec σ définie comme la conductivité dans le métal résistif.

La densité de flux de chaleur \vec{J}_Q émis localement par la résistance est par définition de la loi de Fourier, directement proportionnelle au gradient de température, $\vec{J}_Q = -K \vec{\nabla} T$.

La loi de Wiedmann-Franz donne une relation de proportionnalité entre la conductivité thermique et la conductivité électrique. Cette relation est définie par la constante L selon :

$$L = \frac{K}{\sigma T} = \frac{\pi^2 k_b^2}{3e^2} \quad (A.1)$$

On peut alors réécrire le flux de chaleur

$$\vec{J}_Q = -L\sigma T \vec{\nabla} T = -L\sigma \frac{\vec{\nabla}(T^2)}{2} \quad (A.2)$$

L'équation de la chaleur dans la résistance s'écrit comme

$$\text{div} \vec{J}_Q = -\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + P \quad (A.3)$$

avec ρ la masse volumique et c la chaleur spécifique du matériaux. On peut considérer le système comme stationnaire $\partial T / \partial t = 0$

L'équation A.3 s'écrit alors comme

$$\nabla^2(T^2) = \frac{-2E^2}{L} \quad (A.4)$$

Les solutions sont de la forme suivante pour un résistance de longueur l selon l'axe x

$$T(x) = \frac{-\sqrt{2}ET_0}{\sqrt{L}} \sqrt{\left(\frac{l}{2}\right)^2 - x^2} \quad (A.5)$$

Maintenant on définit le bruit thermique en tension émis par une telle résistance.

$$S_{VV} = \int dS_{VV} = \int_{-l/2}^{l/2} 4\rho T(x) \frac{dx}{S} \quad (\text{A.6})$$

Si on remplace $T(x)$ par sa forme dans l'équation A.5, on peut calculer l'intégrale précédente. Le résultat est le suivant :

$$S_{VV} = \frac{\pi}{2\sqrt{L}} R^2 I k_B \quad (\text{A.7})$$

k_B étant la constante de Boltzman. Le bruit en courant s'écrit, si on reprend l'expression de la constante L , selon :

$$S_{II} = \frac{S_{VV}}{R^2} \frac{\pi e}{2\pi k_B \sqrt{3}} I k_B \quad (\text{A.8})$$

soit

$$S_{II} = \frac{\sqrt{3}}{4} 2eI \quad (\text{A.9})$$

On voit que le bruit en courant s'écrit de manière analogue au bruit de grenaille et est linéaire en courant pour les faibles tensions de polarisations. Le faible facteur de Fano mesuré dans le chapitre 5 peut simplement s'expliquer par les pertes énergétiques dans le système. En effet, ces pertes ne sont pas prises en compte dans le modèle précédent.

Annexe B

Cas circuit symétrique Double barrière

Bien que le modèle vu au chapitre 2 (figure 2.11 à la page 46) prenne déjà en compte les deux effets importants pour décrire l'inductance mésoscopique d'un tel système, nous allons essayer de trouver un schéma plus symétrique du nanotransistor et qui correspondrait mieux à la symétrie source-drain que nous retrouvons dans le nanotransistor. Ce modèle symétrique possède 2 barrières D_1 et D_2 séparés par une zone où les charges dans le canal sont écrantées par une grille. L'ensemble est représenté sur la figure B.1. Nous allons suivre le même raisonnement qu'à la section 2.3.2, page 47 pour définir l'admittance d'un tel système.

En plus de la symétrie du système, il va falloir tenir compte d'une autre caractéristique du modèle que nous avons choisis ici. En effet, la double barrière va créer des réflexions multiples incohérentes et des termes supplémentaires vont intervenir dans les relations décrivant l'admittance du système.

Pour rappel, à la page 48, l'admittance et la matrice émittance est défini par Buttiker et al. de la manière suivante :

$$A_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta} + j\omega E_{\alpha\beta} + o(\omega^2) \quad \text{avec} \quad E_{\alpha\beta}(\varepsilon) = e^2 \sum_{m=+,-} [N_{\alpha m\beta}(\varepsilon) - N_{\alpha m}(\varepsilon)u_{m,\beta}] \quad , \quad (\text{B.1})$$

où $N_{\alpha m\beta}(\varepsilon)$ est la densité d'états partielle des porteurs et le potentiel caractéristique $u_{m,\beta}$ relie la variation du potentiel Φ_m du mode m au potentiel électrochimique du contact β :

Il semble aussi intéressant de déterminer dans ce cas plus symétrique quelle est la valeur de l'admittance entre le canal 3 et 1 c'est à dire entre la grille et le drain. C'est pourquoi

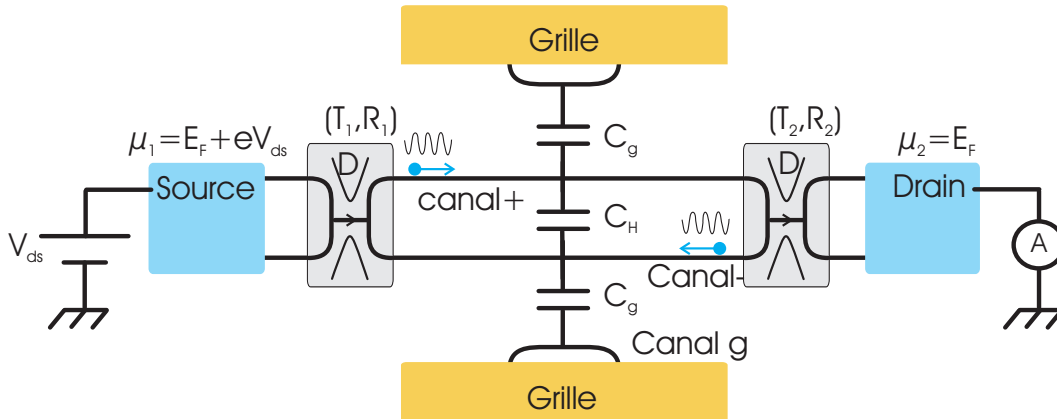


FIG. B.1 – schéma équivalent symétrique du nanotransistor

nous prenons en compte le canal g relié au contact de la grille (contact 3) comme sur la figure B.1.

Densités d'états partielles

Nous allons, dans un premier temps, nous intéresser au calcul des densités d'états partiels $N_{\alpha k \beta}$: on définit d'abord la capacité quantique C_Q par unité de longueur dans le système et le coefficient γ qui apparaît suite aux réflexions multiples incohérentes sur les 2 barrières :

$$\gamma = \frac{1}{1 - R_1 R_2} \quad \text{et} \quad \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} = R_1 R_2 \quad (\text{B.2})$$

pour pouvoir accéder à l'écriture des densités d'états partielles :

$$N_{1+1} = N_{1-1} = (D_1 R_2 D_1 + D_1 R_2 R_1 R_2 D_1 + \dots) C_Q = \frac{D_1^2 R_2}{1 - R_1 R_2} C_Q = C_Q \gamma D_1^2 R_2 \quad (\text{B.3})$$

$$N_{2+2} = N_{2-2} = C_Q \gamma D_2^2 R_1 \quad (\text{B.4})$$

$$N_{1+2} = N_{2-1} = C_Q \gamma D_1 D_2 \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \quad (\text{B.5})$$

$$N_{1-2} = N_{2+1} = C_Q \gamma D_1 D_2 \quad (\text{B.6})$$

$$N_{1-3} = N_{1+3} = \dots \text{ tous les termes avec le canal 3 } = 0 \quad (\text{B.7})$$

$$N_{3g3} = C_Q \quad (\text{B.8})$$

N_{3g3} est non nul si la grille est polarisée, le canal g se charge. On peut définir les sommes de densité d'états partielles

$$N_{2+} = N_{2+1} + N_{2+2} + N_{2+3} = C_Q \gamma D_2 (D_2 R_1 + D_1) \quad (\text{B.9})$$

$$N_{2-} = N_{2-1} + N_{2-2} + N_{2-3} = C_Q \gamma D_2 (D_2 R_1 + D_1 R_1 R_2) \quad (\text{B.10})$$

$$N_{2g} = N_{2g1} + N_{2g2} + N_{2g3} = 0 \quad (\text{B.11})$$

Tous ces termes peuvent être comparés aux équations 2.16, page 48

L'équilibre électrochimique des charges

Pour décrire les répartitions des potentiels électrochimiques au niveau des canaux +, - et g, seul compte les contributions positives aux nombres de charges dans les canaux par le dopage des contacts. La contribution est d'une part celle des charges injectées par les contacts et d'autre part les charges injectées par le canal de chiralité opposée.

$$\mu_+ = D_1 \mu_1 + R_1 \mu_- \quad (\text{B.12})$$

$$\mu_- = D_2 \mu_2 + R_2 \mu_+ \quad (\text{B.13})$$

On peut réécrire ces équations en fonction de μ_1 et μ_2 qui sont les potentiels électrochimiques des contacts 1 et 2.

$$\mu_+ = \gamma D_1 \mu_1 + \gamma R_1 D_2 \mu_2 \quad (\text{B.14})$$

$$\mu_- = \gamma D_2 \mu_2 + \gamma R_2 D_1 \mu_1 \quad (\text{B.15})$$

Ce qui, finalement, donne accès aux équations décrivant l'équilibre des charges dans les canaux + et -. Pour cela, il faut tenir compte de l'écrantage électrostatique des autres canaux Φ_+ et Φ_- .

$$q_+ = C_Q (\mu_+ / e - \Phi_+) \quad (\text{B.16})$$

$$q_- = C_Q(\mu_-/e - \Phi_-) \quad (\text{B.17})$$

et comme $\mu_1 = eV_1$ et $\mu_2 = eV_2$

$$q_+ = C_Q(\gamma D_1 V_1 + \gamma R_1 D_2 V_2 - \Phi_+) \quad (\text{B.18})$$

$$q_- = C_Q(\gamma D_2 V_2 + \gamma R_2 D_1 V_1 - \Phi_-) \quad (\text{B.19})$$

L'équilibre électrostatique des charges

L'équilibre électrostatique est simplement l'équilibre des charges dans le canal en présence de conducteur chargé que sont la grille et les autre canaux. Comme au chapitre 2, on nomme C_H la capacité de couplage entre les canaux + et -.

$$q_- = C_g(\Phi_- - V_3) + C_H(\Phi_- - \Phi_+) \quad (\text{B.20})$$

$$q_+ = C_g(\Phi_+ - V_3) + C_H(\Phi_+ - \Phi_-) \quad (\text{B.21})$$

Champs électrostatiques partielles

Pour décrire l'admittance du schéma électrique équivalent que nous avons choisi ici, il est nécessaire de relier les potentiels électrostatiques Φ_- et Φ_+ des canaux aux potentiels des différents contacts. A partir des équations précédentes, on peut écrire :

$$\Phi_+(C_g + C_Q + C_H) = C_Q(\gamma D_1 V_1 + \gamma R_1 D_2 V_2) + C_g V_3 + C_H \Phi_- \quad (\text{B.22})$$

$$\Phi_-(C_g + C_Q + C_H) = C_q(\gamma D_1 R_2 V_1 + \gamma D_2 V_2) + C_g V_3 + C_H \Phi_+ \quad (\text{B.23})$$

ce qui donne avec la définition suivante

$$C_d^2 = (C_g + C_Q)(C_g + C_Q + 2C_H) = (C_g + C_Q + C_H)^2 - C_H^2 C_d^2 = C_Q^2(1 + \beta_g)(1 + \beta_g + \beta_H) \quad (\text{B.24})$$

$$\Phi_+ C_d^2 = [C_Q \gamma D_1 (C_g + C_Q + C_H) + C_Q \gamma D_1 R_2 C_H] V_1 \quad (\text{B.25})$$

$$+ [C_Q \gamma D_2 R_1 (C_g + C_Q + C_H) + C_Q \gamma D_2 C_H] V_2 \quad (\text{B.26})$$

$$+ [C_Q (C_g + C_Q + C_H) + C_g C_H] V_3 \quad (\text{B.27})$$

$$\Phi_- C_d^2 = [C_Q \gamma D_1 R_2 (C_g + C_Q + C_H) + C_q \gamma D_1 C_H] V_1 \quad (\text{B.28})$$

$$+ [C_Q \gamma D_2 (C_g + C_Q + C_H) + C_q \gamma D_2 R_1 C_H] V_2 \quad (\text{B.29})$$

$$+ [C_g C_H + C_g (C_g + C_Q + C_H)] V_3 \quad (\text{B.30})$$

Ces équations sont à comparer aux équations 2.23 à la page 49 et on peut écrire les champs électrostatiques partielles par analogie avec l'équation B.1.

$$\Phi_+ = u_{+1} V_1 + u_{+2} V_2 + u_{+3} V_3 \quad \text{et} \quad \Phi_- = u_{-1} V_1 + u_{-2} V_2 + u_{-3} V_3 \quad (\text{B.31})$$

B.0.1 L'admittance A_{21}

On définit le courant au contact 2 pour une excitation au contact 1 comme $dI_2(w)/dV_1(w) = G_{21} + jwE_{21}$, l'ensemble de ces termes s'appelle l'admittance A_{21} entre le canal 1 et 2. La composante de la transmission totale G_{21} d'un seul mode à fréquence nulle vaut

$$G_{21} = \frac{e^2}{h} \frac{D_1 D_2}{1 - R_1 R_2} = \frac{e^2}{h} \gamma D_1 D_2 \quad (\text{B.32})$$

D'autre part, nous avons maintenant tous les termes nécessaires pour décrire l'émittance de notre circuit à partir de l'équation (B.1), $E_{21} = N_{2+1} + N_{2-1} - N_{2-}.u_{-1} - N_{2+}.u_{+1}$;

$$E_{21} = C_Q \gamma D_1 D_2 (1 + R_1 R_2) \quad (\text{B.33})$$

$$- C_Q^2 \gamma^2 D_2 D_1 (D_2 R_1 + D_1) \cdot \left(\frac{(C_g + C_Q) + (1 + R_2) C_H}{C_d^2} \right) \quad (\text{B.34})$$

$$- C_Q^2 \gamma D_2 D_1 R_1 \cdot \left(\frac{R_2 (C_g + C_Q) + (1 + R_2) C_H}{C_d^2} \right) \quad (\text{B.35})$$

La première remarque est que nous retrouvons bien la relation (2.27) de la page 49 dans le cas particulier où $D_1 = 1$ et pour lequel on retrouve bien le schéma équivalent du nanotransistor étudié au chapitre 2.

L'intérêt de cette annexe est de tenter de comparer ce résultat avec le cas particulier plus symétrique où $D_1 = D_2 = D$. Premièrement, on peut réécrire les formules précédentes (B.32 et B.33) à l'aide de

$$\gamma = \frac{1}{1 - R^2} = \frac{1}{D(2 - D)} \quad (\text{B.36})$$

ce qui donne pour la conductance à fréquence nulle

$$G_{21} = \frac{e^2}{h} \frac{D}{2 - D} \quad (\text{B.37})$$

et pour l'émittance :

$$E_{21} = C_Q \frac{D}{2 - D} (1 + R^2) \quad (\text{B.38})$$

$$- C_Q^2 \frac{D}{2 - D} \cdot \left(\frac{(C_g + C_Q) + (2 - D) C_H}{C_d^2} \right) \quad (\text{B.39})$$

$$- C_Q^2 \frac{D}{2 - D} (1 - D) \cdot \left(\frac{(1 - D)(C_g + C_Q) + (2 - D) C_H}{C_d^2} \right) \quad (\text{B.40})$$

Il est aussi possible d'écrire l'émittance d'une autre manière :

$$E_{21} = \left(\frac{C_Q(\beta_g + \beta_H)}{1 + \beta_g + \beta_H} \right) \frac{D}{2 - D} (1 + R^2) \quad (\text{B.41})$$

$$- \frac{C_H}{(1 + \beta_g)(1 + \beta_g + \beta_H)} \frac{D^2}{2} \left(\frac{2 - D}{D} \right) \quad (\text{B.42})$$

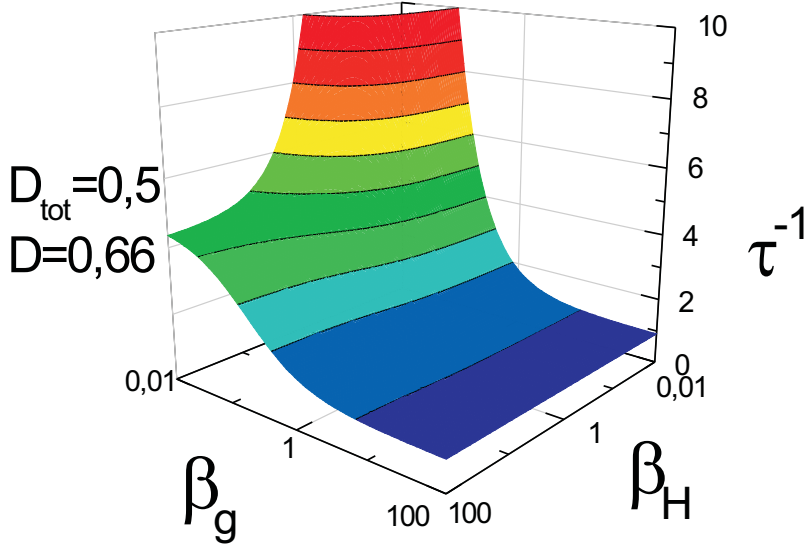


FIG. B.2 – Temps de transit, donné par l'équation (2.29), normalisé au temps de vol L_g/v_F , en fonction de l'intensité des interactions donnée par le paramètre β_H et de l'écrantage donné par β_g . de la fréquence de transit en fonction de β_g et β_H . Cette figure doit être comparée à la figure 2.1 à la page 51

Finalement, on peut écrire, comme pour le chapitre 2, la fréquence de transit τ^{-1} tel que $A_{21} = G(1 + j\omega/\tau^{-1})$, on trouve, par comparaison avec l'équation 2.29, la forme de τ^{-1} représenté sur la figure B.2 :

$$\tau^{-1} = \frac{v_F}{L_g} \times \frac{(1 + \beta_g)(1 + \beta_H + \beta_g)}{(1 + \beta_g)(\beta_H + \beta_g)(2 - 2D + D^2) - \beta_H(2 - D)^2/2} \quad (\text{B.43})$$

Dans le cas où on ne prend pas en compte le couplage entre canaux et que l'écrantage est maximum ($\beta_H \rightarrow 0$ et $\beta_g \gtrsim 1$), l'expression de τ^{-1} se réduit à :

$$\tau^{-1} = \frac{v_F}{L_g} \times \frac{(1 + \beta_g)^2}{(1 + \beta_g)\beta_g(2 - 2D + D^2)} \quad (\text{B.44})$$

Dans le cas opposé et appliqué aux nanotubes, nous considérons ici la limite $\beta_H \rightarrow \infty$ tout en conservant un écrantage fort $\beta_g \lesssim 1$, l'expression de τ^{-1} devient

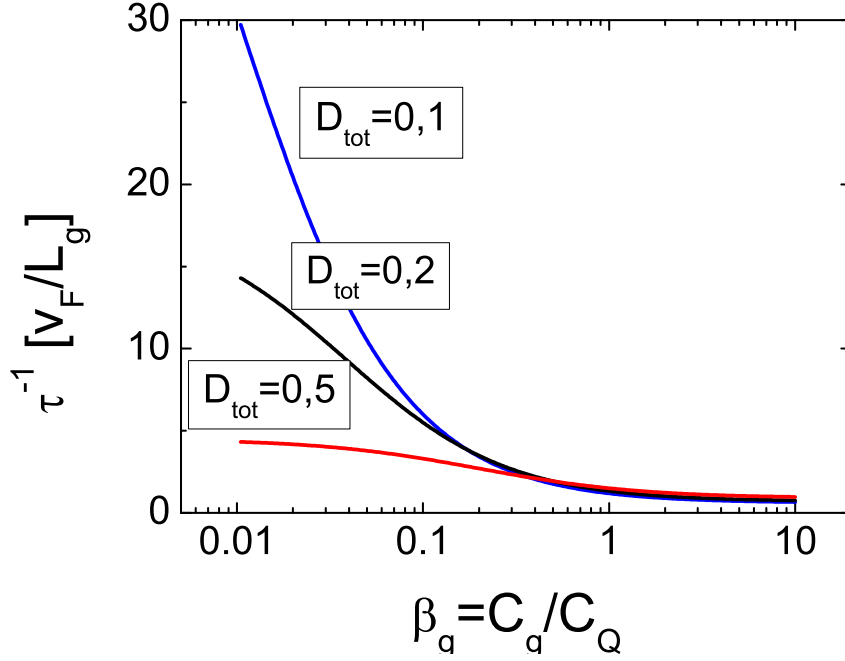
$$\tau^{-1} = \frac{v_F}{L_g} \times \frac{(1 + \beta_g)}{(\beta_g)(2 - 2D + D^2) - 5D^2/2} \quad (\text{B.45})$$

Il faut tenir compte ici que nous avons deux barrières et que la comparaison, à même transmission totale du canal D_{tot} , avec les graphiques du chapitre 2 demande de prendre D la transmission d'une barrière tel que $D_{tot} = D/(2 - D)$ ou bien $D = 2D_{tot}/1 + D_{tot}$, par exemple pour $D_{tot} = 0, 1; 0, 2; 0, 5; 1$ on doit prendre respectivement comme valeur pour la barrière $D = 2/11; 1/3; 2/3; 1$.

En conclusion les figures B.1 et B.2 montre des cohérences qualitatives avec celles du cas simple barrière étudié au chapitre 2.

B.0.2 L'admittance A_{23}

L'admittance A_{23} est celle entre la grille et la source. Il est simple de comprendre que le courant à l'ordre 0 est nul entre la grille et la source et que par conséquent le terme à



TAB. B.1 – fréquence de transit d'un fil quantique avec interactions en fonction de l'écrantage pour le cas double barrière (à comparer avec le graphique 2.13 à la page 50)

fréquence nulle de l'admittance est aussi nul. Dans ce cas, on peut écrire $A_{23} = -j\omega E_{23}$. Quelle est la valeur du terme E_{23} ?

$$E_{23} = N_{2+3} + N_{2-3} + N_{2g3} - N_{2-}.u_{-3} - N_{2+}.u_{+3} - N_{2g}.u_{g3} \quad (\text{B.46})$$

La plupart des termes sont nuls sauf $N_{2-}.u_{-3}$ et $N_{2+}.u_{+3}$. Les potentiels électrostatiques partielles et les densités d'états sont obtenues à travers les équations B.28 et B.25.

$$u_{+3} = u_{-3} = \frac{C_g(C_g + C_Q + 2C_H)}{C_d^2} = \frac{C_g}{C_Q + C_g} \quad (\text{B.47})$$

$$N_{2-} = N_{2+} = C_Q \gamma D_2 (2D_2 R_1 + D_1 + D_1 R_1 R_2) \quad (\text{B.48})$$

Premièrement, on peut comme présent se poser la question de savoir quelle est la valeur de l'admittance dans le cas non symétrique décrit au chapitre 2, c'est à dire pour la limite $D_1 = 1$. Pour cette limite, $\gamma = 1$ et $N_{2-} = N_{2+} = C_Q D_2$ et $E_{21} = -C_{\mu,g} D_2$. $C_{\mu,g}$ étant simplement la somme en série de la capacité quantique et de la capacité géométrique.

Dans le cas symétrique, cette formule se simplifie comme

$$N_{2-} = N_{2+} = C_q D (2 - D) \quad (\text{B.49})$$

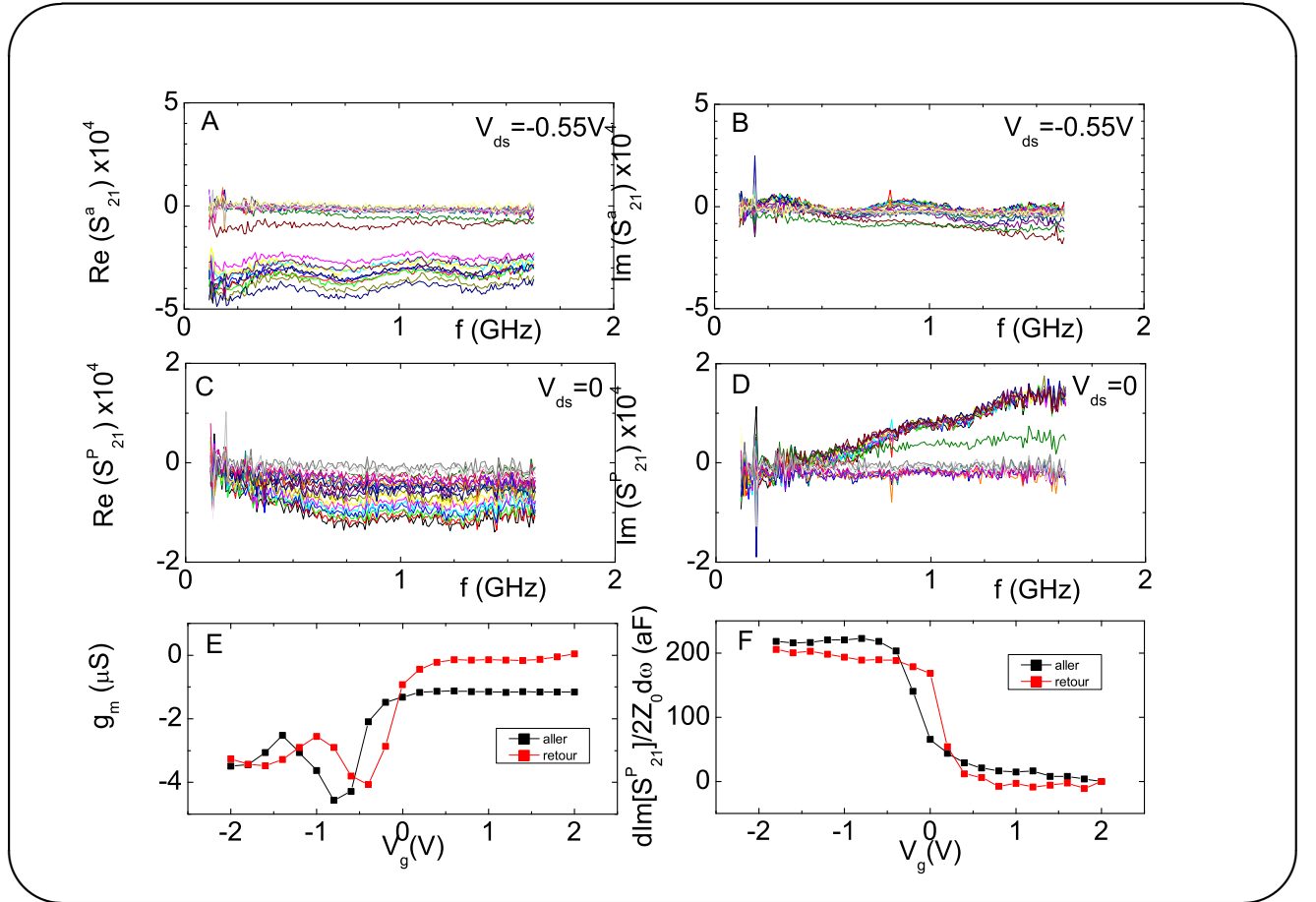
et le terme E_{23} de l'émittance s'écrit simplement selon l'équation (B.1) comme

$$E_{23} = C_{\mu,q} D (2 - D) \quad \text{avec} \quad C_{\mu,g} = \frac{C_g C_q}{C_q + C_g} \quad (\text{B.50})$$

Un développement en fréquence au terme suivant, par analogie avec l'étude du circuit RC cohérent, fait apparaître la résistance de relaxation de charge du circuit RC entre la grille et le drain (ou la source). Ce qui est en accord avec la description de notre transistor dans le chapitre 2.

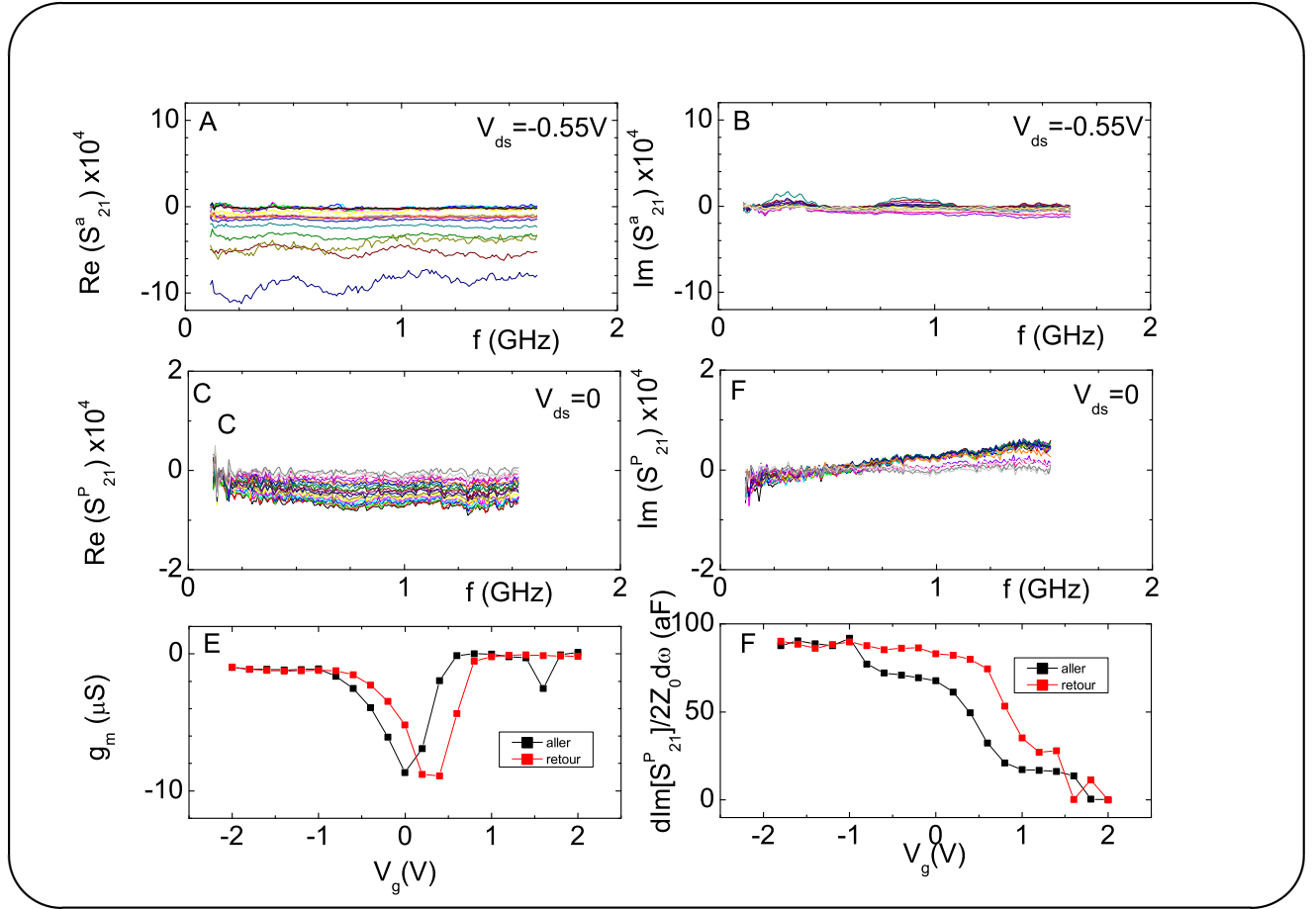
Annexe C

Annexe : Compléments de mesures des chapitres 4 et 5



TAB. C.1 – Transmission RF d'un transistor à grille longue (échantillon AB63, $L_g = 3 \mu\text{m}$), extraction de la transconductance et de la capacité grille-drain

Tout d'abord il y a l'énergie thermique $k_B T$ correspondant à la température des électrons soit 4K (ou $333\mu\text{eV}$). Les tensions de polarisations en continu V_g et V_{ds} du transistor sont, comme à l'ambiante, de l'ordre du volt (ce qui donne des énergies de l'ordre de 1eV soit 1200K). Pareil pour la capacité de grille soit $\varepsilon_C = e^2/C_g$ soit 8meV ou 96K pour une capacité de 20aF. Les fréquences utilisés sont les mêmes, il en résulte des énergies $\hbar\omega$ plus



TAB. C.2 – Transmission RF d'un transistor à grille courte (échantillon AB75, $L_g = 300$ nm), extraction de la transconductance et de la capacité grille-drain

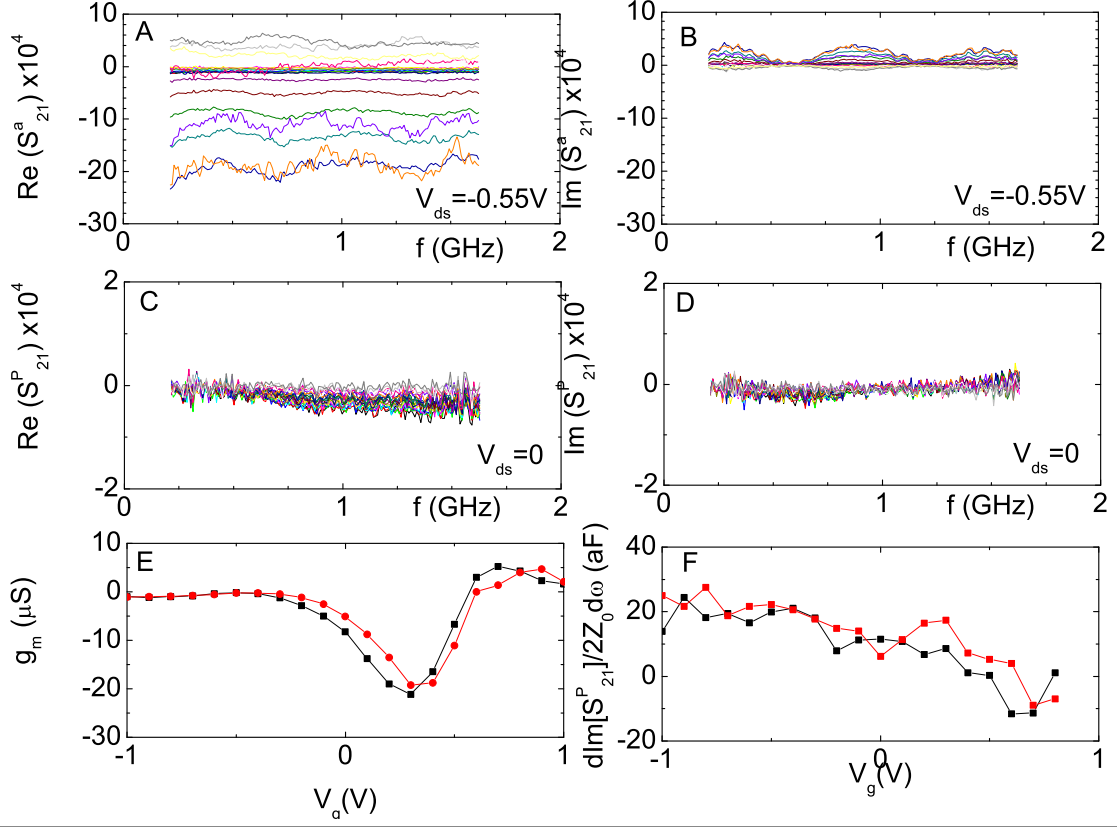
faibles ($1\text{GHz} = 50\text{mK} \sim 4,2\mu\text{V}$). L'amplitude d'excitation utilisé V_{exc} : L'excitation émise vaut 0dBm et l'atténuation de la descente vaut -43dBm (voir calibration de S_{21}). L'énergie correspondante est de 1,6 meV soit 19,2K ce qui est comparable à l'énergie thermique. La comparaison des mesures de transmission à 4K et à 300K ont permis de savoir si l'échantillon garde les mêmes propriétés à différentes températures. On impose une excitation de 0dBm en sortie du générateur et on mesure la transmission S_{40} . La comparaison avec une mesure de plus faible excitation (-6dBm) nous a permis de contrôler que l'on est bien dans le régime linéaire puisque ces mesures ont donné les même valeurs de S_{40} indépendamment de l'excitation. L'ensemble des mesures pour un échantillon et un seul V_{ds} a été compilé dans le tableau C.5

complément chapitre 5 : La partie passive et les résonances

Plusieurs remarques semblent pertinentes à la lecture du tableau C.5 :

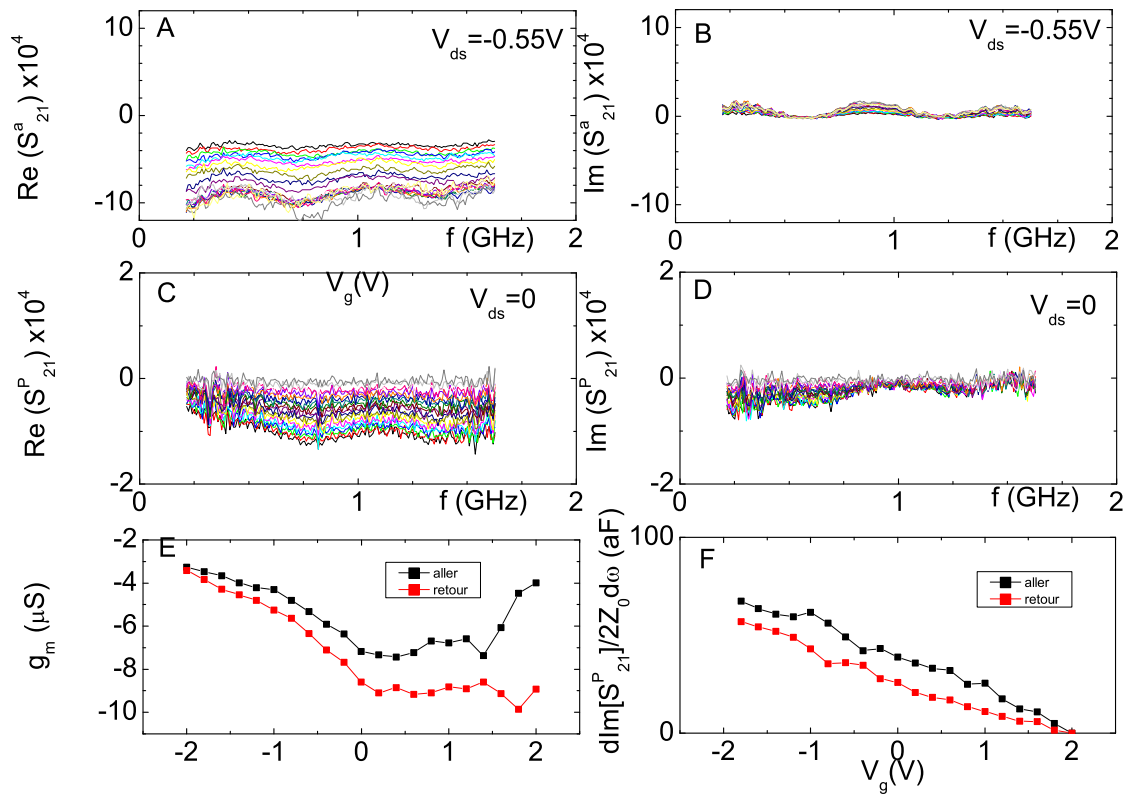
Premièrement, de fortes résonances sont apparues dans les mesures de transmissions : elles apparaissent aux niveau du porte échantillon lui-même, en effet la chaîne de mesures est complètement calibré (descente, transformateur, amplification) et ne présente pas ce type de résonances

Deuxièmement, l'échantillon est hors de cause car il n'intervient pas ici. En effet, ces résonances disparaissent complètement quand on regarde les partis active S_{40}^a et passive S_{40}^p de notre échantillon, c'est à dire que l'on soustrait tous les termes indépendants de V_g et de



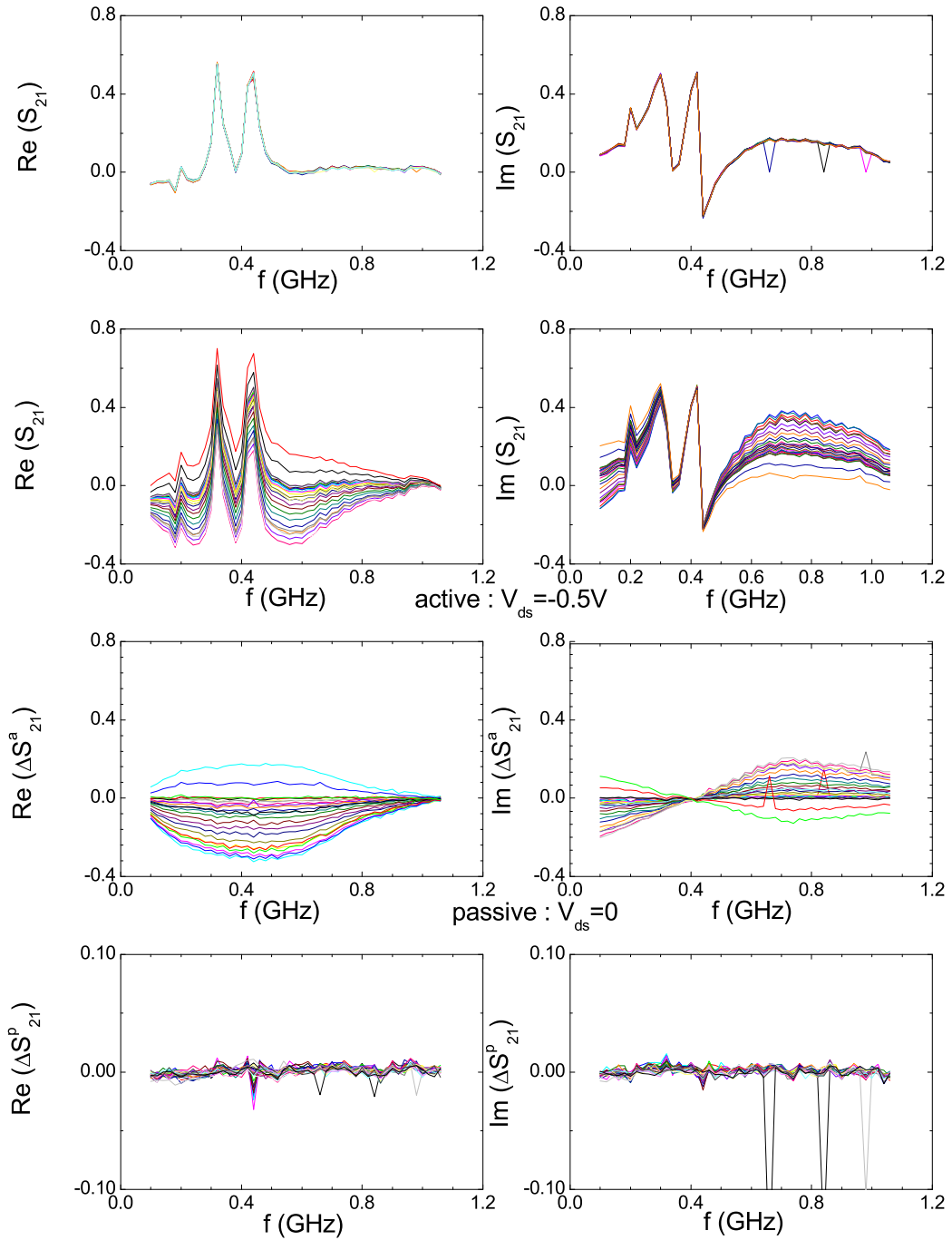
TAB. C.3 – Transmission RF d'un transistor à grille courte (échantillon AD128, $L_g = 300$ nm), extraction de la transconductance et de la capacité grille-drain

V_{ds} . On peut en conclure que ces résonances ne sont pas produites par l'échantillon lui-même et qu'elles ne gênent pas pour la suite de l'analyse.



TAB. C.4 – Transmission RF d'un transistor à grille ultra-courte (échantillon AB85, $L_g = 100$ nm), extraction de la transconductance et de la capacité grille-drain

Mesures complètes sans correction de la phase AD 128



TAB. C.5 – Mesures brutes de la transmission du transistor AD128 à 4K. De haut en bas : Données brut sans polarisation ($V_{ds} = 0V$), Données brut à $V_{ds} = -0.5V$, partie active S_{40}^a et partie passive S_{40}^p (partie réelle à gauche et imaginaire à droite)

Bibliographie

- [1] J. Chaste, L. Lechner, P. Morfin, G. Fève, T. Kontos, J.-M. Berroir, D.C. Glattli, H. Happy, P. Hakonen and B. Plaçais, *Nano Lett.*, **8** 525,(2008)
- [2] T. Christen, M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **53**, 2064 (1996).
- [3] J. Gabelli, G. Fève, T. Kontos, J.-M. Berroir, B. Plaçais, D.C. Glattli, B. Etienne, Y. Jin, and M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 166806 (2007).
- [4] R. Schuster, E. Buks, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, and H. Shtrikman *Nature*, **385** 417,(1997)
- [5] E. Buks, R. Schuster, M. Heiblum, D. Mahalu, and V. Umansky *Nature*, **391** 871,(1998)
- [6] S. Gustavsson, R. Leturcq, T. Ihn, M. Studer, K. Ensslin, D.C. Driscoll, and A.C. Gosard, *Nano Lett.* **8**, 2547 (2006).
- [7] Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman *Nature*, **422** 415,(2003)
- [8] P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser and D. Mailly, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 126802 (2008).
- [9] D. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Husko, D.C. Peacock, D.A. Richie, G.A.C. Jones, *J. Phys.* **C21**, L209,(1988)
- [10] B.J. van Vees, H. Van Houten, C.W. Beenaker, J. G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. Van der Marel, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848,(1988)
- [11] M. Reznikov, M. Heiblum, H. Shtrikman D. Mahalu, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3340,(1995)
- [12] A. Kumar, L. Saminadayar, and D.C. Glattli, *Phys. Rev. Lett.* **76**,2778 (1996).
- [13] L. G. Herrmann, T. Delattre, P. Morfin, J.-M. Berroir, B. Placais, D. C. Glattli, and T. Kontos, *Phys. Rev. Lett.* **8**,525 (2008).
- [14] G. Fève, A. Mahé, B. Placais, J.-M. Berroir, T. Kontos, A. Cavanna, Y. Jin, B. Etienne and D. C. Glattli *Science* **316**, 1169 (2007).
- [15] G. Fève, *thèse*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (24/11/2006).
- [16] Max Hofheinz, *thèse*, université de grenoble, CEA-Grenoble, (2006)
- [17] D. V. Averin, K. K. Likharev, *J. Low Temp. Phys.* **62**, 345 (1986).
- [18] T.A. Fulton, G. J. Dolan, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 109 (1987).
- [19] K. K. Likharev, *Proc. of IEEE* **87**, 606 (1999).
- [20] H. Grabert, M.H. Devoret, NATO ASI, ser. B,*Single charge tunneling*, **294**(1992)
- [21] S. E. S. Andresen, F. Wu, R. Danneau, D. Gunnarsson and P. J. Hakonen, *J. Appl. Phys* **104**, 033715 (2008).
- [22] H. Brenning, S. Kafanov, T. Duty, S. Kobatkin, and P. Delsing, *J. Appl. Phys.*, **100** 114321,(2006)

- [23] L. Roschier, P. Hakonen, K. Bladh, P. Delsing, K.W. Lehnert, L. Spietz and R.J. Schoelkopf, *J. Appl. Phys.*, **95** 1274,(2004)
- [24] A. Aassime, D. Gunnarson, K. Bladh, P. Delsing and R. Schoelkopf, *Appl. Phys. Lett.*, **79** 4031,(2001)
- [25] M.J. Biercuk, D.J. Reilly, T.M. Buehler, V.C. Chan, J.M.Chow, R.G. Clark and C.M. Marcus, *Phys. Rev. B* **73**, 201402(R) (2006).
- [26] M. Field, C. G. Smith, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, G. A. C. Jones, and D. G. Hasko, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1311 (1993).
- [27] D. Reilly, C.M. Marcus, M.P. Hanson, and A.C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 162101 (2007).
- [28] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven *Nature* **430**, 431 (2004)
- [29] L.M.K. Vandersypen, J.M. Elzerman, R.N. Schouten, L.H. Willems Van Beveren, R. Hanson, and L.P. Kouwenhoven *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4394 (2004).
- [30] R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing, and D. E. Prober, *Science* **280**, 1238 (1998).
- [31] S. Gustavsson, R. Leturcq, B. Simović, R. Schleser, T. Ihn, M. Studer, and K. Ensslin, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 076605 (2006).
- [32] W. Lu, Z. Ji, L. Pfeiffer, K.W. Weist, and A.J. Rimberg, *Nature* **423**, 422 (2003).
- [33] A. Gruneis, M..J. Esplandiu, D. Garcia Sanchez, and A. Bachtold *Nano Lett.*, **7** 3766,(2007)
- [34] J.-C. Charlier, X. Blase, and S. Roche, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 677,(2007).
- [35] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, and A.K. Geim, *Arxiv* 0709.1163 (2007).
- [36] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic systems Arxiv*(Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- [37] S. Sapmaz, P. Jarillo-Herrero, J. Kong, C. Dekker, L.P. Kouwenhoven, and H.S.J. Van Der Zant, *Phys. Rev. B*, **71** 1534002,(2005).
- [38] Z. Yao, C.L. Kane , and C. Dekker, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2941 (2000).
- [39] B. Bourlon, D.C. Glatthli, B. Plaças, J.M. Berroir, L. Forró, A. Bachtold, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 026804 (2004).
- [40] B. Bourlon, *thèse*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (09/09/2005).
- [41] L. E. F. Foa Torres, S. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 076804 (2006).
- [42] Y.M. Blanter, M. Büttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000)
- [43] W. Schottky, *Ann. Phys. (Leipzig)* **57**, 541 (1918).
- [44] A. Kumar, L. Saminadayar, D.C. Glatthli, Y. Jin, B. Etienne, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2778 (1996).
- [45] M. Reznikov, M. Heiblum, H. Shtrikman, D. Mahalu, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3340 (1995).
- [46] L.G. Herrmann, T. Delattre, P. Morfin, J.-M. Berroir, B. Plaças, D.C. Glatthli, T. Kontos *Phys. Rev. Lett.* **99** , 156804 (2007).
- [47] M. Büttiker, H. Thomas, and A. Prêtre, *Phys. Lett.* **A180**, 364 (1993)
- [48] M. Büttiker, A. Prêtre, H. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4114 (1993).

- [49] A. Prêtre, H. Thomas, and M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **54**, 8130 (1996).
- [50] T. Christen, M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 143 (1996).
- [51] Ya M. Blanter, F.W.J. Hekking, and M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1925(1998).
- [52] Ya M. Blanter and M. Büttiker, *Europhys. Lett.* **42**, 535 (1998).
- [53] J. Gabelli, G. Fève, J.-M. Berroir, B. Plaçais, A. Cavanna, B. Etienne, Y. Jin, and D.C. Glattli, *Science* **313**, 499 (2006).
- [54] P.J. Burke, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **1**, 129 (2002)
- [55] J. Gabelli, *thèse*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (24/01/2006).
- [56] S.J. Tans, A.R.M. Verschueren, and C. Dekker, *Nature* **393**, 49 (1998).
- [57] A. Bachtold, P. Hadley, T. Nakanishi, C. Dekker, *Science* **294**, 1317 (2001).
- [58] V. Derycke, R. Martel, J. Appenzeller, and Ph. Avouris, *Nano Lett.* **1**, 453 (2001).
- [59] S. Heinze, J. Tersoff, R. Martel, V. Derycke, J. Appenzeller, and Ph. Avouris, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 106801 (2002).
- [60] J. Appenzeller, J. Knoch, V. Derycke, R. Martel, S.Wind, and Ph. Avouris, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 126801 (2002).
- [61] S.J. Wind, J. Appenzeller, R. Martel, V. Derycke and Ph. Avouris, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3817 (2002).
- [62] J. Appenzeller, D.J. Frank, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1771 (2004).
- [63] Z. Chen, J. Appenzeller, J. Knoch, Y. Lin, and P. Avouris *Nano Lett.* **5**, 1497 (2005).
- [64] F. Rodriguez-Morales, R. Zamoni, J. Nicholson, M. Fischetti, K.S. Yngvesson and J. Appenzeller, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 083502(2006)
- [65] K. M. Indlekofer, J. Knoch, J. Appenzeller, *Phys. Rev. B* **74**, 113310 (2006).
- [66] Y.-M. Lin, J. Appenzeller, J. Knoch, Z. Chen, Ph. Avouris, *Nano Lett.* **6**, 930 (2006)
- [67] J. Tersoff, *Nano Lett.* **7**, 194 (2007).
- [68] A. Javey, J. Guo, Q. Wang, M. Lundstrom and K. Dai, *Nature*, **424** 655,(2003)
- [69] A. Javey, H. Kim, M. Brinks, Q. Wang, A. Ural, J. Guo, P. McIntyre, P. McEuen, M. Lundstrom and Y. Dai, *Nature Mater.* **1**, 241 (2002).
- [70] D. Mann, A. Javey, J. Kong, Q. Wang, and H. Dai, *Nano Lett.* **3**, 1541 (2003).
- [71] W. Kim, A. Javey, O. Vermesh, Q. Wang, Y. Li, and H. Dai, *Nano Lett.* **3**, 193 (2003).
- [72] A. Javey, P. Qi, Q. Wang and Y. Dai, *Nature* **424**, 654 (2003).
- [73] A. Javey, J. Guo, D. B. Farmer, Q. Wang, E. Yenilmez, R.G. Gordon, M. Lundstrom, and H. Dai, *Nano Lett.* **4**, 1319 (2004).
- [74] A. Javey, J. Guo, D. B. Farmer, Q. Wang, D. Wang, R. G. Gordon, M. Lundstrom, and H. Dai, *Nano Lett.* **4**, 447 (2004).
- [75] A. Javey, J. Guo, Q. Wang, M. Lundstrom and H. Dai, *PNAS* **101**, 13408 (2004).
- [76] A. Javey, J. Guo, M. Paulsson, Q. Wang, D. Mann, M. Lundstrom and H. Dai, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 106804 (2004).
- [77] W. Kim, A. Javey, R. Tu, J. Cao, Q. Wang and H. Dai, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 173101 (2005).

- [78] J.-Y. Park, S. Rosenblatt, Y. Yaish, V. Sazonova, H. Ustunel, S., T. A. Arias, P.W. Brouwer and P. L. McEuen, *Nano Lett.* **4**, 517 (2004).
- [79] S. Rosenblatt, H. Lin, V. Sazonova, S. Tiwari and P. L. McEuen, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 153111 (2005).
- [80] X. Zhou, J.-Y. Park, S. Huang, J. Liu and P. L. McEuen, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 146805 (2005).
- [81] S. Rosenblatt, *thèse*, université de Cornell (2006).
- [82] S. Ilani, L.A.K. Donev, M. Kindermann, and P.L. McEuen, *Nature Phys.* **2**, 687 (2006).
- [83] Z. Zhong, N.M. Gabor, J.E. Sharping, A.L. Gaeta, and P.L. McEuen, *Nature Tech.*, **3** 201,(2008)
- [84] J. Park, *Nanotechnology* **18**, 095202 (2007).
- [85] S. Rosenblatt, Y. Yaish, J. Park, J. Gore, V. Sazonova, and P. L. McEuen, *Nano Lett.* **2**, 869 (2002).
- [86] X. Zhou, *thèse*, université de Cornell (2008).
- [87] S. Li,Z. Yu, S.-F. Yen, W.C. Tang and P.J. Burke, *Nano Lett.* **4**, 753 (2004).
- [88] Z. Yu and P. J. Burke, *Nano Lett.* **5**, 1403 (2005).
- [89] Z. Yu, C. Rutherglen, P.J. Burke, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 233115 (2006).
- [90] D. Wang, Z. Yu, S. McKernan, J. Burke, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **4**, 400 (2007).
- [91] B.M. Kim, T. Brintlinger, E. Cobas, M. S. Fuhrer, H. Zheng, Z. Yu, R. Droopad, J. Ramdani, and K. Eisenbeiser, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1946 (2004).
- [92] T. Durkop, S. A. Getty, E. Cobas, and M. S. Fuhrer, *Nano Lett.* **4**, 35 (2004).
- [93] M.H. Yang, K.B.K. Teo, L. Gangloff, W.I. Milne, D.G. Hasko, Y. Robert, and P. Lesagneux, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 113507 (2006).
- [94] F. Nihey, H. Hongo, M. Yudasaka, and S. Ijima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 1049 (2002).
- [95] J. J. Plombon, K. P. O'Brien, F. Gstrein, and V. M. Dubin, *Appl. Phys. Lett.* **90** 063106,(2007)
- [96] A. Le Louarn, F. Kapche, J.-M. Berthoux, H. Happy, G. Dambrinne, V. Derycke, P. Chenevier, N. Izard, M. F. Goffman, J.-P. Bourgoin , *Appl. Phys. Lett.* **90**, 233108 (2007).
- [97] J.-M. Bethoux, H. Happy, G. Dambrine, V. Derycke, M. Goffman, J.P. Bourgoin, *IEEE Electron Device Letters*, **27**, 681 (2006)
- [98] P. Dolphus, private communication.
- [99] F. Wu, T. Tsuneta, R. Tarkiainen, D. Gunnarsson, T.H. Wang, and P.J. Hakonen , *Phys. Rev. B* **75**, 125419 (2007).
- [100] F. Liu, K. L. Wang, D. Zhang and C. Zhou, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 243101 (2006).
- [101] B. Stojetz, C. Miko, L. Forro, and C. Strunk, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 186802 (2005).
- [102] A. A. Pesetski, J. E. Baumgardner, E. Folk, J. X. Przybysz, J. D. Adam, and H. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 113103 (2006).
- [103] Z.Y. Zhang, S. Wang, L. Ding, X. L. Liang, H. L. Xu, J. Shen, Q. Chen, R. L. Cui, Y. Li, and L.-M. Peng, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 133117 (2008).
- [104] M. Zhang, X. Huo, P.C.H. Chan, Q. Liang, Z.K. TangJ, *IEEE Electron Dev. Lett.* **27**, 668 (2006).

- [105] B. Gao, Y.F. Chen, M.S. Fuhrer, D.C. Glatthi, A. Bachtold, *Physical Review Letters* **95** (2005) 196802, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 196802(2005).
- [106] B. Gao, *thèse*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (13/07/2006).
- [107] F.G. Pikus, and K.K. Likharev, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3661 (1997).
- [108] Y. Naveh, A.N. Korotkov, and K.K. Likharev, *Phys. Rev. B* **60**, 2169 (1999).
- [109] D. Jimenez, J. J. Saenz, B. Iniquez, J. Sune, L. F. Marsal, and J. Pallares, *J. Appl. Phys* **94**, 1061 (2003).
- [110] K. Natori, Y. Kimura and T. Shimizu, *Appl. Phys. Lett.* **97** 034306 (2005)
- [111] H. Cazin Honincthun, S. Galdin-Retailleau, A. Bournel, P. Dollfus, and J.P. Bourgoin, *C.R. Physique* **9** 67 (2008).
- [112] J. Guo, *thèse*, Université de Purdue (2004)
- [113] Y. Yoon, Y. Ouyang, and J. Guo, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **53**, 2467 (2006).
- [114] H. Cazin Honincthun, S. Galdin-Retailleau, J. Sée, and P. Dollfus, *Appl. Phys. Lett.* **87** 172112 (2005)
- [115] P.J. Burke, *Solid-State Electron.* **48**, 1981 (2004)
- [116] J. Wang, B.G. Wang, H. Guo, *Phys. Rev. B* **75**, 155336 (2007).
- [117] J. Kong, H. T. Soh, A. M. Cassell, C. F. Quate, H. Dai, *Nature* **395**, 878 (1998).
- [118] Z. Yu, S. Li, and P. Burke, *Chem. Mater.* **16**, 3414 (2004).
- [119] W. Zhou, C. Rutherglen, and P.J. Burke, *Nano Research* **1**, 158 (2008).
- [120] E. Joselevich and C.M. Lieber, *Nano Lett.* **2**, 1137 (2002).
- [121] A.W. Scott, *Understanding Microwaves*, éditeur : John Wiley and Sons (1993).
- [122] R.J. Weber, *Introduction to Microwave Circuits*, éditeur : IEEE press (2001).
- [123] D.M. Pozar, *Microwave engineering*, éditeur : (Third edition, 2008).
- [124] J.S. Bendat, A.G. Piersol, *Random data : analysis and measurement procedures*, éditeur : Wiley-Intersciences (1971).
- [125] D. Akinwande, G. F. Close, and H.-S. Phimp Wong, *IEEE Trans. Nanotechnol.* **5**, 1536 (2006).
- [126] Documentation Coilcraft SMT Wideband Transformers WBC4-4L,
<http://www.coilcraft.com>
- [127] K.E. Nagaev, *Phys. Rev. B* **52**, 4740 (1995).
- [128] V.I. Kozub, A.M. Rudin, *JETP Lett.* **62**, 49 (1995).
- [129] L.-H. Bize-Reydellet, *thèse*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (20/06/2003).
- [130] E. Onac, F. Balestro, B. Trauzettel, C.F.J. Lodewijk. and L.P. Kouwenhoven, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 026803 (2006).